

**Elastische und inelastische Streuung polarisierter
Protonen an ^{11}B im Bereich der Riesenresonanz
und
Bau eines Alkaliumladers für eine Quelle polarisierter
Protonen und Deuteronen**

von
Erhard Salzborn
aus
Wigstadt/CSR

1969 No 228

**Elastische und inelastische Streuung polarisierter
Protonen an ^{11}B im Bereich der Riesenresonanz
und
Bau eines Alkaliumladars für eine Quelle polarisierter
Protonen und Deuteronen**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Erhard Salzborn

aus

Wigstadt/CSR

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 4.6.1969

Dekan: Universitätsprofessor Dr. H. Wegener

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Privatdozent Dr. G. Clausnitzer

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	Seite
<u>I. Elastische und inelastische Streuung polarisierter Protonen an ^{11}B im Bereich der Riesenresonanz</u>	1
1. Einleitung	1
2. Aufbau des Experiments	5
2.1 Quelle für polarisierte Protonen	5
2.2 Beschleuniger, Streukammer	8
2.3 Detektoren, Elektronik	10
2.4 Targets, Spektren	10
2.5 Auswertung und Fehlerdiskussion	15
a) differentieller Wirkungsquerschnitt	15
b) Analysierstärke	18
3. Experimentelle Ergebnisse	20
3.1 Anregungsfunktionen des diff. Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für die elastische Streuung von polarisierten Protonen an ^{11}B	20
3.2 Anregungsfunktionen des diff. Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für die inelastische Streuung ($Q = - 2.13 \text{ MeV}$) von polarisierten Protonen an ^{11}B	23
3.3 Winkelverteilungen von $^{11}\text{B}(p, p_o)^{11}\text{B}$, $^{11}\text{B}(p, p')^{11}\text{B}$ ($Q = - 2.13 \text{ MeV}$) und $^{11}\text{B}(p, \alpha_o)^8\text{Be}$ im Bereich $7.4 \text{ MeV} \leq E_p \leq 8.0 \text{ MeV}$	23
4. Diskussion und Vergleich mit der Theorie	
4.1 Theoretische Beschreibung der Riesenresonanz	29
4.2 Teilchen-Loch-Rechnungen für ^{12}C	29
4.3 Diskussion der Messungen	33

<u>II. Bau eines Alkaliumladers für eine Quelle polarisierter</u>	38
<u>Protonen und Deuteronen</u>	
1. Einleitung	38
2. Technischer Aufbau des Alkaliumladers	40
3. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	42
3.1 Experimente unabhängig vom Tandembeschleuniger	42
3.1.1 Optimale Targetdicke und Ausbeutemessung	42
3.2 Experimente in Zusammenhang mit dem Tandem-	43
beschleuniger	
3.2.1 Trennung der beiden H^- Komponenten	43
3.2.2 Targetstrom und Dicke des Kaliumumladungstargets	45
3.2.3 Polarisationserhaltung bei der Umladung	46
3.2.4 P^2I -Wert des hochenergetischen polarisierten	48
Protonenstrahls	
4. Anhang: Ansätze zur theoretischen Beschreibung des	50
Umladungsprozesses	

Literaturverzeichnis

Zusammenfassung

In Teil I dieser Arbeit wurde die elastische und inelastische Streuung ($Q = -2.13$ MeV) von polarisierten Protonen an ^{11}B im Energiebereich $E_p = 3.5$ MeV bis 10.5 MeV untersucht. Gemessen wurden der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke bei 4 Rückwärtswinkeln. Die Anregungsfunktionen sind durch stark überlappende Compoundresonanzen gekennzeichnet.

Die Resonanz in ^{12}C bei 23.04 MeV Anregungsenergie ($E_p = 7.74$ MeV) wurde näher untersucht, indem im Bereich $E_p = 7.4$ MeV bis 8.0 MeV Winkelverteilungen von $^{11}\text{B}(p, p_0)$ ^{11}B , $^{11}\text{B}(p, p')$ ^{11}B ($Q = -2.13$ MeV) und $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)$ ^8Be gemessen wurden. Die experimentellen Daten sprechen für eine 2^- , $T = 1$ Zuordnung, was mit einer theoretischen Vorhersage von Vinh-Mau und Brown aus Teilchen-Loch-Rechnungen für ^{12}C übereinstimmt.

In Teil II der Arbeit wird der Bau eines Alkaliumladars für eine Quelle polarisierter Protonen und Deuteronen beschrieben. Die Umladung der polarisierten Protonen zu H^- -Ionen in einem Kaliumdampftarget ergibt eine Stromerhöhung um einen Faktor 3 gegenüber der Umladung in einem Stickstofftarget. Für den hochenergetischen polarisierten Protonenstrahl am Erlanger Tandembeschleuniger kann der Wert $P^2 \cdot I = 0.65$ nA angegeben werden.

I. Elastische und inelastische Streuung polarisierter Protonen an ^{11}B im Bereich der Riesenresonanz

1. Einleitung

Der Wirkungsquerschnitt für den Kernphotoeffekt zeigt bei γ -Energien um 20 MeV bei allen Kernen eine mehrere MeV breite Resonanz, die sogenannte Riesenresonanz. Vor allem bei leichten Kernen findet man in der Riesenresonanz viel Feinstruktur, aus der Rückschlüsse auf die jeweilige Kernstruktur gezogen werden können.

Während die direkte Messung des totalen Kernphotoabsorptionsquerschnitts auf erhebliche Schwierigkeiten stößt (Herstellung monoenergetischer γ -Quanten bzw. Entfaltung von kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektren, sowie Korrekturen für γ -Verluste durch Paarbildung und Comptonstreuung), bietet die inverse (p, γ) -Reaktion und die Anwendung des Prinzips vom detaillierten Gleichgewicht eine einfache Möglichkeit zur Untersuchung der Riesenresonanz. Obwohl die (p, γ) -Reaktion nicht völlig äquivalent dem $(\gamma, \text{Nukleon})$ -Prozeß des Kernphotoeffekts ist (bei dem p oder n oder mehrere Nukleonen emittiert werden können), wurde sie in den letzten Jahren unter Benutzung der energiescharfen Protonenstrahlen eines Tandembeschleunigers zu einem wichtigen Hilfsmittel für die Feinstrukturaufklärung der Riesenresonanz [1] .

Eine ganze Reihe derartiger Feinstrukturuntersuchungen beschäftigt sich mit der Riesenresonanz in ^{12}C [2-8] , zumal Kohlenstoff 12 als leichter, selbstkonjugierter und semimagischer gg- Kern auch von der Theorie her interessant ist.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma_0) ^{12}\text{C}$ sowie die Entwicklungskoeffizienten der γ_0 - Winkelverteilungen nach Legendre-Polynomen sind in Fig. 1 aufgetragen.

Fig. 2 zeigt die gleichen Größen für den γ_1 - Übergang zum ersten angeregten Zustand von ^{12}C bei $E_{\text{exc}} = 4.43 \text{ MeV}$.

Beide Abbildungen sind einer Arbeit von Hanna [1] entnommen.

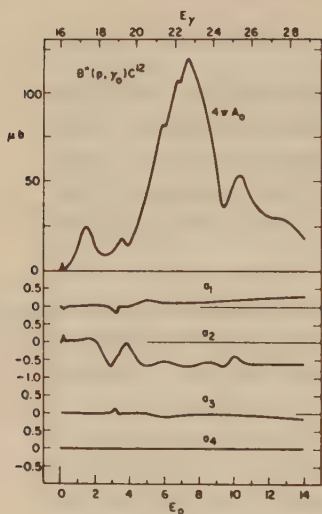


Fig. 1 Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma_0)^{12}\text{C}$

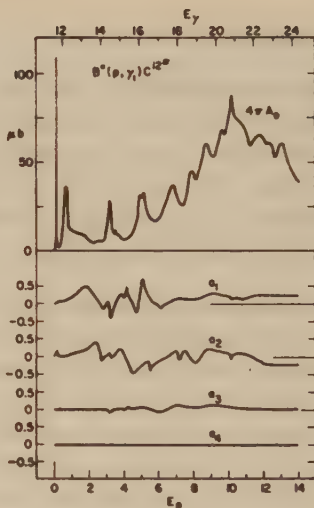


Fig. 2 Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma_1)^{12}\text{C}$

und Entwicklungskoeffizienten der γ_0 bzw. γ_1 Winkelverteilungen nach Legendre-Polynomen

$$W(\theta) = A_0 \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n P_n(\cos \theta) \right]$$

Die Riesenresonanz für den γ_0 -Übergang zum Grundzustand von ^{12}C erreicht ihr Maximum bei einer Protoneneinschussenergie von $E_p = 7.25$ MeV, was einer Anregungsenergie von $E_{\text{exc}}(^{12}\text{C}) = 22.6$ MeV entspricht. Hier liegt ein 1^- , $T=1$ Niveau mit einer Halbwertsbreite $\Gamma = 3.2$ MeV.

Die Riesenresonanz für den γ_1 -Übergang zum ersten angeregten Zustand von ^{12}C erreicht ihr Maximum bei einer Protoneneinschüßenergie von $E_p = 10.3$ MeV, was einer Anregungsenergie von $E_{\text{exc}}(^{12}\text{C}) = 25.4$ MeV entspricht. Auch hier liegt ein 1^- , $T=1$ Niveau mit der Halbwertsbreite $\Gamma = 6.5$ MeV.

Während die Niveaus in ^{12}C unterhalb 19.2 MeV relativ gut untersucht sind, kennt man von den ca. 20 Zuständen mit Anregungsenergien zwischen 19.2 MeV und 25.4 MeV, die zum Teil zur Feinstruktur der γ_0 und γ_1 -Riesenresonanz beitragen, bisher nur von zwei weiteren (außer den beiden 1^- , $T=1$ Riesenresonanzmaxima) Spin und Parität:

ein 2^+ , $T=0$ Niveau bei $E_{\text{exc}}(^{12}\text{C}) = 19.39$ MeV
und ein 3^- , $T=1$ Niveau bei $E_{\text{exc}}(^{12}\text{C}) = 20.64$ MeV

Die Struktur aller übrigen Zustände, welche zum großen Teil bei Reaktionen $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ und $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}$ gefunden wurden, ist noch ungeklärt. (Vergl. Fig. 3)

Da die Bindungsenergie eines Protons in ^{12}C 15.957 MeV beträgt, können diese Zustände auch als Compoundzustände im Zwischenkern über die elastische und inelastische Streuung von Protonen an ^{11}B im Tandemenergiebereich untersucht werden. Bisher liegen jedoch keine derartigen Untersuchungen vor.

Messungen der elastischen Protonenstreuung an ^{11}B von Tautfest et al. [10], Symons et al. [11], Segel et al. [12] wurden bei Energien $E_p \leq 3.8$ MeV durchgeführt. Die einzigen Messungen bei höheren Energien sind je 5 Winkelverteilungen von $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ und $^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$ ($Q = -2.13$ MeV) von Kimura et al. [13] bzw. J. Kokame et al. [14], die bei Energien zwischen 6 MeV und 7.5 MeV mit einem durch Folien abgebremsten Protonenstrahl aus einem Zyklotron aufgenommen wurden. In diesen Arbeiten wurden keine Rückschlüsse auf angeregte Zustände in ^{12}C gezogen.

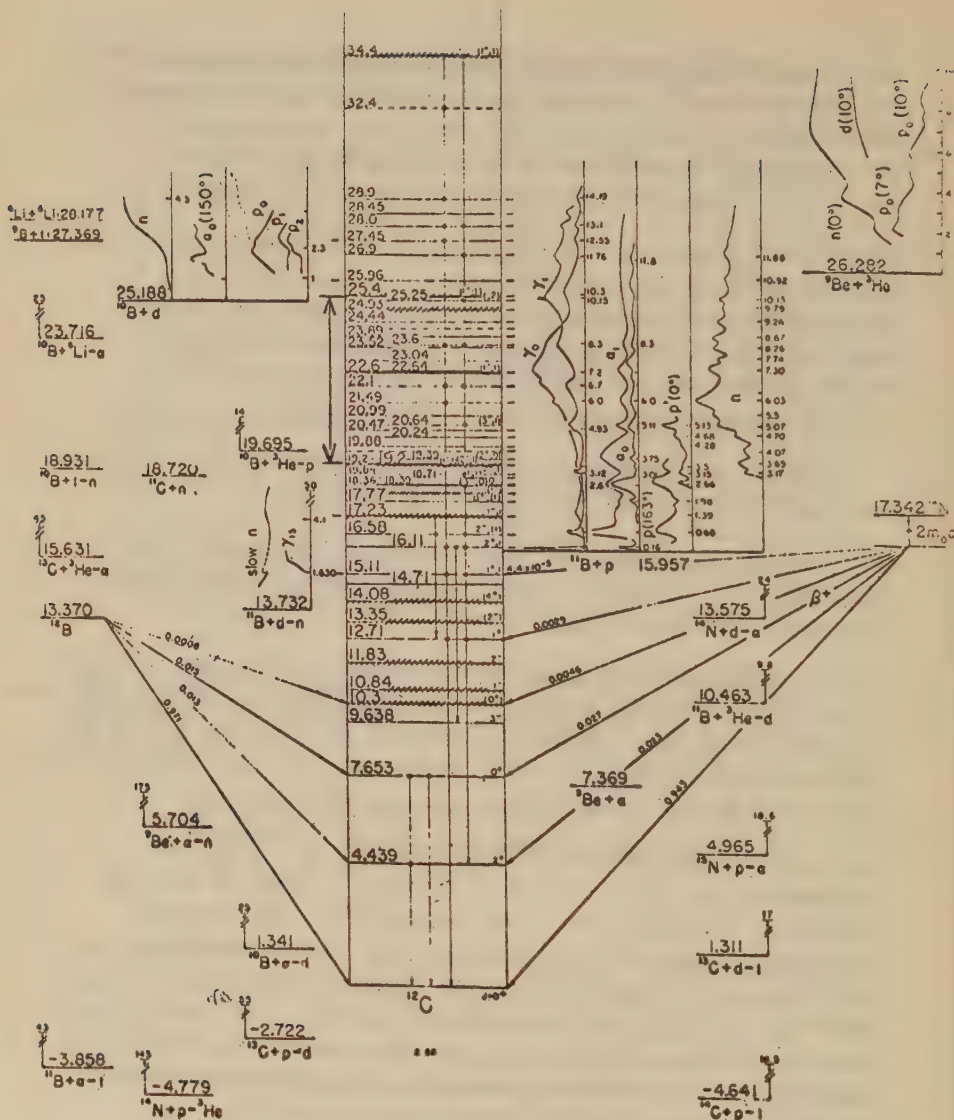


Fig. 3 Termschema von ^{12}C [9]

Der untersuchte Energiebereich ist durch einen Doppelpfeil gekennzeichnet.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die elastische und inelastische Streuung (zum ersten angeregten Zustand von ^{11}B bei 2.13 MeV) von Protonen an ^{11}B im Bereich der Riesenresonanz von ^{12}C zu untersuchen. Die Protonenenergien liegen dabei zwischen 3.5 und 10.5 MeV. Die Verwendung polarisierter Protonen hat den Vorteil, daß gleichzeitig mit der Anregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts auch die Anregungsfunktion der Analysierstärke erhalten werden kann. Da die Polarisierung vor allem ein Interferenzphänomen ist, kann man erwarten, daß die eng liegenden und miteinander interferierenden Zustände zum Teil in der Anregungsfunktion der Analysierstärke mehr Struktur besitzen als im differentiellen Wirkungsquerschnitt.

2. Aufbau des Experiments

2.1 Quelle für polarisierte Protonen

Die an den Erlanger 12 MeV Tandem-van-de-Graaff-Beschleuniger angeschlossene Quelle für polarisierte Protonen wurde nach einer Idee von Fleischmann [15] entwickelt.

Molekularer Wasserstoff wird in einer Hochfrequenzentladung dissoziiert. Durch ein differentielles Pumpsystem und geeignete Blenden entsteht ein Wasserstoffatomstrahl, der in einem starken magnetischen 6 Pol Feld nach seinen Stern-Gerlach-Komponenten räumlich getrennt wird. Die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ mit $m_J = +1/2$ werden zur Atomstrahlachse fokussiert, die Zustände $|3\rangle$ und $|4\rangle$ mit $m_J = -1/2$ defokussiert und ausgeblendet.

Hfs des H Atoms	Zu-stand	Starkes Feld	Beliebiges Feld	$W_{\uparrow}$	$W_{\downarrow}$	P
	$ 1\rangle$	$ \uparrow\uparrow\rangle \cdot \uparrow\rangle$	$ \uparrow\uparrow\rangle \cdot \uparrow\rangle$	$1/4$	0	+1
	$ 2\rangle$	$ \uparrow\uparrow\rangle \cdot \downarrow\rangle$	$a \downarrow\downarrow\rangle \cdot \uparrow\rangle + b \uparrow\downarrow\rangle \cdot \uparrow\rangle$	$1/4 a^2$	$1/4 b^2$	$a^2 - b^2$
	$ 3\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle \cdot \downarrow\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle \cdot \downarrow\rangle$	0	$1/4$	-1
	$ 4\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle \cdot \uparrow\rangle$	$b \downarrow\downarrow\rangle \cdot \uparrow\rangle - a \uparrow\downarrow\rangle \cdot \uparrow\rangle$	$1/4 b^2$	$1/4 a^2$	$b^2 - a^2$

Fig. 4 Die Aufspaltung der Hfs-Zustände des H-Atoms im Magnetfeld

$\uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow$ entspricht der Spinstellung des Elektrons $m_J = +1/2$ bzw. $-1/2$
 $\uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow$ entspricht der Spinstellung des Protons $m_I = +1/2$ bzw. $-1/2$
 Spalte 2 enthält die Darstellung der Zustände im ideal starken Feld, in Spalte 3 sind die Zustände im beliebigen Feld nach Starkfeldzuständen entwickelt.

Die Entwicklungskoeffizienten a und b sind Funktionen des Magnetfeldes.

Es gilt: $\frac{H}{507 \text{ Oe}} \gg 1 : a^2 \approx 0, b^2 \approx 1$

$\frac{H}{507 \text{ Oe}} \ll 1 : a^2 \approx 1/2, b^2 \approx 1/2$

$W_{\uparrow}$ bzw. $W_{\downarrow}$ sind die Wahrscheinlichkeiten, die Protonen-Spinstellung $\uparrow$ bzw. $\downarrow$ zu finden.

Die letzte Spalte enthält die Protonenpolarisation P des jeweiligen Zustandes.

Durch einen adiabatischen Schwachfeldübergang nach Abragam und Winter [16] kann der Zustand $|1\rangle$ in den Zustand $|3\rangle$ übergeführt werden, so daß eine nachfolgende Ionisation durch Elektronenstoß in einem starken Magnetfeld Protonen mit einem Polarisationsgrad von theoretisch 100% liefert.

Die polarisierten Protonen werden elektrostatisch beschleunigt und durch Elektronenanlagerung in einem Gaskanal, der sich in einem starken magnetischen Führungsfeld befindet zu H^- -Ionen umgeladen (s. Teil II).

Ein nachfolgendes transversales Magnetfeld bewirkt in einer 23.7° Ablenkung zugleich Massentrennung und Überführung der (durch die H-Feldrichtung im Ionisierer festgelegten) longitudinalen Polarisationsrichtung in eine transversale. Vor dem Einschub in den Tandembeschleuniger kann durch ein Solenoid die Polarisationsrichtung noch um beliebige azimutale Winkel in der Ebene senkrecht zum Strahl gedreht werden.

Fig. 5 zeigt eine schematische Darstellung der Gesamtanordnung. Eine genauere Beschreibung der einzelnen Quelleinheiten findet man in den Arbeiten [17-22] sowie in zusammenfassenden Tagungsberichten [23-26] .

Auf die Möglichkeit, mit der gleichen Quelle rein vektorpolarisierte Deuteronen zu erzeugen, sei nur am Rande hingewiesen [27] .

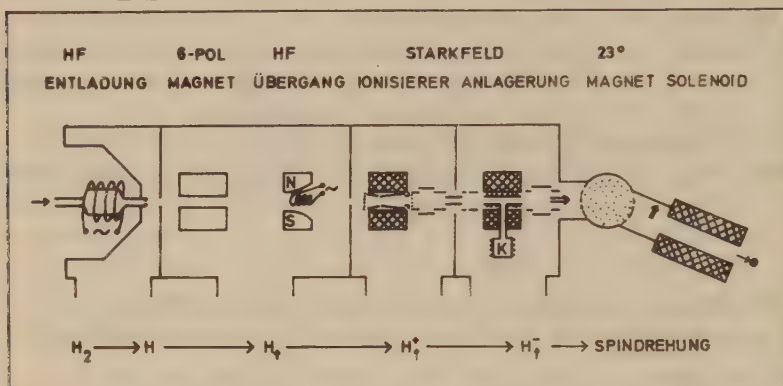


Fig. 5 Aufbau der Quelle für polarisierte Protonen in schematischer Darstellung

2.2 Beschleuniger, Streukammer

Der im Tandem zur Hochspannungselektrode beschleunigte polarisierte H^- - Strahl wird dort zu H^+ umgeladen.

Um Depolarisation bei der Umladung im normalen Gasstripper des Tandems zu vermeiden, werden ^{12}C -Folien von etwa $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ als Stripper verwendet [28] .

Die nochmals zum Erdpotential hin beschleunigten Protonen werden durch ein 90° Magnetfeld vertikal abgelenkt. Die Energiedefinition des Strahls erfolgt mit Hilfe zweier Schlitzpaare vor und hinter dem Magneten. Ein Differenzsignal von wenigen pico-Ampere an dem zweiten Schlitzpaar

genügt, um über Elektrometerverstärker die energiestabilisierende Coronaentladung des Beschleunigers zu steuern [28] .

Durch eine zweite entgegengesetzte 90° Ablenkung wird der Strahl wieder in eine Horizontale übergeführt, die parallel zur Einschubachse liegt. Dadurch wird sichergestellt, daß die ursprüngliche Polarisationsrichtung an der Quelle unverändert am Target vorliegt.

Mit Hilfe eines magnetischen Quadrupols wird der Strahl in die Streukammer fokussiert. Zwei enge Blenden (1,5 mm x 7 mm und 4 mm $\emptyset$, Abstand 50 cm) kollimieren den Strahl vor Eintritt in die Streukammer; eine dritte (4 mm x 7 mm) 15 cm vor dem Target dient als Antistreiblennde.

Der nichtgestreute Protonenstrahl wird hinter der Streukammer zur Targetstrommessung in einem Faradaybecher gestoppt. Fig. 6 zeigt eine Übersicht über die Gesamtanordnung.

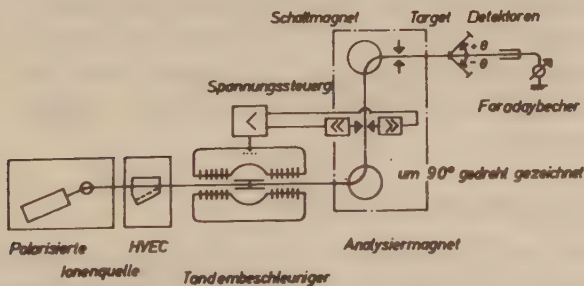


Fig. 6 Schematische Darstellung des gesamten Strahlweges von "oben" gesehen.

2.3 Detektoren, Elektronik

Als Detektoren wurden im Institut hergestellte Silizium-Sperrschichtzähler verwendet [29]. Ihre Sperrschichttiefe reichte bei etwa 150 V Diodenspannung aus, Protonen mit Energien bis zu 11 MeV zu stoppen. Das Auflösungsvermögen der Zähler lag zwischen 30 und 60 keV. Die Entfernung Zähler-Target betrug 7 cm. Eine 1 mm x 20 mm große Blende unmittelbar vor jedem Detektor definierte einen Zählerraumwinkel von $1.12 \cdot 10^{-2}$ sr und eine Winkelauflösung von $\Delta\theta = \pm 2.5^\circ$. Diese Wahl der Abmessungen hält bei Targetströmen von ca. 200 pA, erreichbaren Targetdicken von etwa $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und vorgegebenem Wirkungsquerschnitt die Meßzeiten mit 20 bis 40 min in vernünftigen Grenzen. Beim ersten Teil der Messungen wurden gleichzeitig 8 Detektoren benutzt. Jeder der 4 Streuwinkel $\pm \theta$ war mit einem Zählerpaar besetzt. Die elektrischen Impulse der Halbleiterzähler wurden über ladungsempfindliche Vorverstärker an der Streukammer in den Meß- und Kontrollraum geleitet, dort nachverstärkt und in 128-Kanalanalysatoren impulshöhenanalysiert. Die acht Meßzweige wurden von Hand gemeinsam mit einem Targetstromintegrator gestartet, welcher nach Erreichen der vorgewählten Ladung die Messung unterbrach. Eine ausführliche Beschreibung der verwendeten Elektronik findet man bei Schlick [30].

2.4 Targets und Spektren

Um einen schnellen Überblick über die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte der elastischen und inelastischen Protonenstreuung an ^{11}B zu bekommen, wurden in einem Vorversuch mit einem unpolarisierten 50 nA Protonenstrahl der normalen Tandemionenquelle bei einigen Winkeln in 1 MeV Schritten zwischen $4 \text{ MeV} \leq E_p \leq 10 \text{ MeV}$ Spektren aufgenommen. Bei dieser Messung (bei der die Zählerraumwinkel wesentlich kleiner waren) wurde

ein ^{11}B -Target vom MPI Heidelberg verwendet, *

Dieser Vorversuch zeigte ein wesentliches Problem auf, nämlich die ^{12}C Verunreinigung des ^{11}B Targets. Die Auswertung der Spektren ergab, daß bei Streuwinkeln $\theta < 150^\circ$ auf Grund der Kinematik und der gegebenen Zählerauflösung die Linien der elastischen Streuung an ^{11}B und an der Targetverunreinigung ^{12}C nicht mehr trennbar waren. Außerdem ließen die Spektren deutlich erkennen, daß die Kohlenstoffkontamination des Targets noch im Laufe der Messung anwuchs.

Um sinnvolle Messungen bei Streuwinkeln unter 150° zu machen, mußte zweierlei erreicht werden:

- 1) ^{12}C - freie ^{11}B Targets herzustellen
- 2) die Verschmutzung der Targets während der Messung zu verhindern.

zu 1) Da Bor erst bei etwa 2300°C schmilzt, kommt eine Widerstandsverdampfung zur Targetherstellung nicht in Frage. Es wurde daher eine Elektronenkanone nach Erskine und Gemmell [31] gebaut. (Fig. 7)

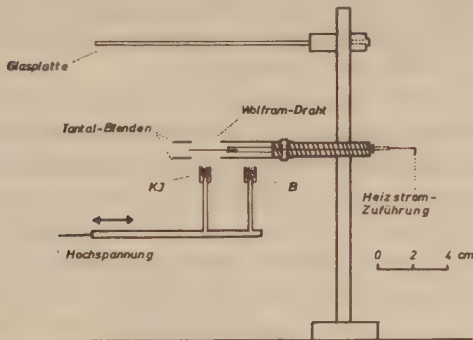


Fig. 7 Schematischer Aufbau der zur Targetherstellung verwendeten Elektronenkanone

Herrn Dr. J.P. Wurm vom MPI Heidelberg sei an dieser Stelle für die Überlassung des Targets gedankt.

Die aus einem thoriierten Wolframdraht durch Glüh-emission erzeugten Elektronen (ca. 150 mA) werden durch zwei Tantalblenden auf eine 3 KV hochliegende Anode fokussiert und erhitzen dort in einem Tantal-tiegel isotopenreines ^{11}B ($98,55 \pm 0,10 \% \text{ } ^{11}\text{B}$; $1,45 \pm 0,10 \% \text{ } ^{10}\text{B}$).

Das verdampfende Bor schlägt sich auf einer Glas-platte nieder. Eine vor der Borschicht auf die Glas-platte aufgedampfte sehr dünne Kaliumjodidschicht gestattet, den Borfilm im Wasser abzulösen. KJ- und B- Schicht wurden in einem Arbeitsgang in einem Hg-Pumpstand aufgedampft.

Auf diese Weise war es möglich, freitragende kohlen-stofffreie ^{11}B -Targets mit Massenbelegungen von 20 bis $200 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$ herzustellen.

zu 2) Nach dem Einbau einer zusätzlichen, ebenfalls mit flüssiger Luft beschickten Kühlfalle über der Öldiffusionspumpe an der Streukammer und dem Übergang vom unpolarisierten zum ca. 100 mal intensitäts-ärmeren polarisierten Strahl war die zeitbedingte Kohlenstoffverunreinigung des Targets auch nach 2 Tagen Meßzeit nicht mehr feststellbar.

Ein typisches Spektrum, aufgenommen bei der Protonenenergie $E_p = 7,5 \text{ MeV}$ unter dem Streuwinkel $\theta_{\text{lab}} = 90^\circ$ zeigt Fig. 8.

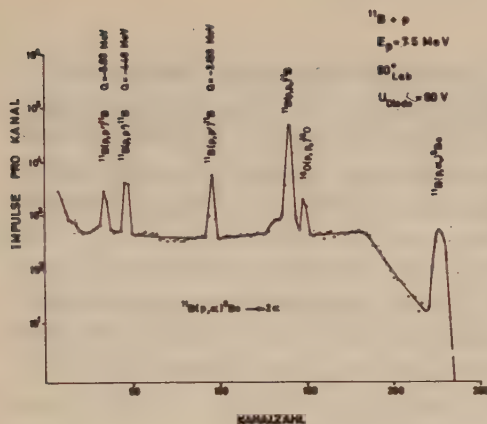


Fig. 8 Impulshöhenspektrum eines Halbleitersperrschichtzählers beim Protonenbeschuss eines ^{11}B Targets.

Logarith. Maßstab

$U_{\text{Diode}} = 80 \text{ V}$

Anschließend an den α_0 Peak aus der Reaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ ($Q = 8.5 \text{ MeV}$) entsteht ein breites α -Kontinuum durch im Fluge statistisch nach allen Richtungen zerplatzende ^8Be -Rückstoßkerne.

Das Kontinuum ist eine notwendige Folge der unvollständigen kinematischen Bestimmung. Um einen Dreiteilchen-Endzustand wie die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ kinematisch vollständig festzulegen, müßte man mindestens 5 der 9 Impulskomponenten messen; z.B. gleichzeitig die Raumwinkelelemente zweier α -Teilchen und die Energie von einem der beiden.

Auf dem Kontinuum liegen zunächst zwei Linien, von der elastischen Streuung der Protonen an ^{11}B und an einer ^{16}O -Verunreinigung des Targets herrührend. Daran schließen sich drei Linien inelastisch gestreuter Protonen an, die den ersten drei angeregten Niveaus in ^{11}B bei 2.13, 4.44 und 5.02 MeV entsprechen. Der niederenergetische Ausläufer der $^{11}\text{B}(p, p_0)^{11}\text{B}$ Linie rührt von $^{10}\text{B}(p, p_0)^{10}\text{B}$ her. Man beachte den logarithmischen Maßstab der Darstellung.

Daß das Kontinuum von α -Teilchen gebildet wird, und nicht etwa durch diffusgestreuten Untergrund bei ungenügender Zählerabschirmung, kann man sehr einfach zeigen, in dem man die anliegende Spannung an der Diode von 80 V auf 5 V erniedrigt. Die Sperrschichttiefe reicht dann nicht mehr aus, um die Protonen zu stoppen. Die Diode wirkt für Protonen als dE/dx -Zähler, während die α -Teilchen wegen ihres größeren spezifischen Ionisationsvermögens weiterhin in der Sperrschicht vollständig gestoppt werden. Die Protonenlinien werden so in den niederenergetischen Teil des Spektrums verschoben, das α -Spektrum bleibt nahezu unverändert. (Fig. 9)

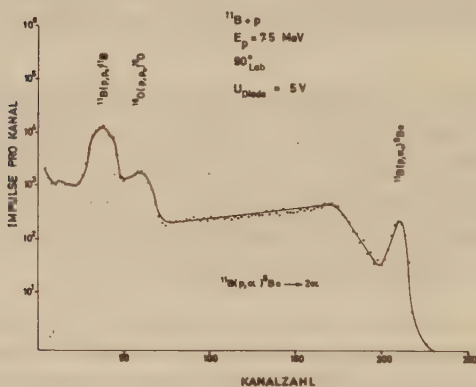


Fig. 9 Impulshöhenspektrum analog Fig. 8, aber $U_{\text{Diode}} = 5 \text{ V}$.

2.5 Auswertung und Fehlerdiskussion

a) Differentieller Wirkungsquerschnitt:

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bei der Streuung polarisierter Protonen ist nach [32] gegeben durch:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 (1 + P \cdot A \cos \phi) \quad (1)$$

wobei: $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$ = diff. Wirkungsquerschnitt bei der Streuung unpolarisierter Protonen

P = Polarisierung des Strahls

A = Analysierstärke des Targetkerns

ϕ = Winkel zwischen der Streunormalen $\underline{n}$ = $\frac{\underline{K}_i \times \underline{K}_f}{|\underline{K}_i \times \underline{K}_f|}$
und der Polarisationsrichtung

$\underline{K}_i$ = Impuls des einfallenden Protons

$\underline{K}_f$ = Impuls des gestreuten Protons

Weiter gilt durch Definition:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{N \cdot \cos \Psi}{n_p \cdot n_t \cdot \Delta\Omega} \quad (2)$$

wobei:

N = Z - U Anzahl der gestreuten Teilchen =
Zählrate im Peak - Untergrund

Ψ = Winkel zwischen Targetnormale und Strahl

n_p = Anzahl der einfallenden Protonen

n_t = Anzahl der Targetkerne pro Flächeneinheit
= $\frac{\text{Targetdicke} \cdot \text{Loschmidtsche Zahl}}{\text{Massenzahl}}$

$\Delta\Omega$ = Raumwinkel des Zählers

Verwendet man 2 Zähler mit gleichen Raumwinkeln unter den Streuwinkeln $\pm \theta$, dann folgt aus (1) und (2) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \frac{1/2 [N(+\theta) + N(-\theta)] \cdot \cos \Psi}{n_p \cdot n_t \cdot \Delta\Omega} \quad (3)$$

Die Summe der Zählraten eines Zählerpaares ist also proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt bei der Streuung unpolarisierter Protonen. Bei der Peakintegration mußte der durch das α -Kontinuum gebildete Untergrund berücksichtigt werden. Der gemittelte Inhalt in zum Peak benachbarten Kanälen wurde zur Korrektur benutzt.

Mit $S = N(+\theta) + N(-\theta)$ und $N(+\theta) = Z(+\theta) - U(+\theta)$ folgt für den statistischen Fehler ΔS aus dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz und $(\Delta Z(+\theta))^2 = Z(+\theta)$; $(\Delta U(+\theta))^2 = U(+\theta)$ sofort:

$$\Delta S = [Z(+\theta) + U(+\theta) + Z(-\theta) + U(-\theta)]^{1/2} \quad (4)$$

Zur Abschätzung nach oben erhält man daraus mit

$$Z(+\theta) + Z(-\theta) = 2Z; \quad U(+\theta) + U(-\theta) = 2U \quad \text{und} \quad \beta = \frac{U}{Z}$$

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{Z}}{Z} \frac{\sqrt{1+\beta}}{1-\beta} \quad (5)$$

Daraus folgt:

a) für die elastische Streuung mit $Z > 10^4$ und $\beta \approx 10^{-2}$

$$\frac{\Delta S}{S} \lesssim 0.01$$

b) für die inelastische Streuung zum 1. angeregten Zustand mit $Z > 10^3$ und $\beta \approx 10^{-1}$

$$\frac{\Delta S}{S} \lesssim 0.03$$

Der Gesamtfehler für $\frac{d\epsilon}{d\Omega}$ setzt sich aus den Einzelfehlern der in Gleichung (3) auftretenden Größen zusammen.

Der Winkel Ψ zwischen Targetnormale und Strahl betrug 20° und konnte auf $\pm 1^\circ$ genau eingestellt werden: $\frac{\Delta(\cos\Psi)}{\cos\Psi} < 0.01$. Der Fehler aus der Stromintegration wird zu 2% angenommen.

Der Raumwinkel der Zähler konnte durch genaues Ausmessen auf mindestens 2% bestimmt werden.

Der größte Fehler liegt in der Bestimmung der Targetdicke.

Bei sämtlichen Messungen wurde das gleiche doppelt belegte Target verwendet, dessen Gesamtdicke D aus dem Energieverlust von α -Teilchen eines ^{241}Am -Präparats zu $D = 355 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bestimmt wurde. Eine Korrektur wurde für die ^{16}O -Verunreinigung des Targets angebracht: über die Integration des $^{16}\text{O}(p,p_0)^{16}\text{O}$ Peaks eines Spektrums kann man mit Hilfe des bekannten differentiellen Wirkungsquerschnitts für elastische Protonenstreuung an ^{16}O

[33] die Anzahl der Sauerstoffatome im Target bestimmen und damit ihren Beitrag zum Energieverlust der α -Teilchen bei der Targetdickenmessung. Diese Targetdickenkorrektur betrug 4.2% von D. Der im Target ebenfalls vorhandene Wasserstoff (aus dem Ablösungsprozeß des Borfilms im Wasser), der sich im Spektrum nur bei Vorwärtswinkeln zeigt, kann vernachlässigt werden, da der differentielle Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ ungefähr proportional Z ist [34]. Ebenfalls wurde die 1.45% ^{10}B -Beimischung vernachlässigt. Die Targetdickenbestimmung über den Energieverlust von α -Teilchen hat nach Tschirrwitz [35] einen Fehler von ca. 10%.

Bei dem geringen Strom des polarisierten Strahls waren Totzeitverluste der Elektronik und ein Abdampfen von Targetsubstanz im Strahl nicht zu befürchten. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Halbleiterzähler wird zu 1 angenommen. Damit erhält man für den Fehler des absoluten Wirkungsquerschnitts der elastischen bzw. inelastischen Streuung eine obere Grenze von 16% bzw. 18%. In allen

gezeigten Anregungsfunktionen ist nur der statistische Fehler der Zählraten angegeben.

b) Analysierstärke

Aus den Gleichungen (1) und (2) folgt mit $\phi = 0$ (Spindreh-solenoid!) für die gesuchte Analysierstärke

$$A = \frac{1}{P} \cdot \frac{\frac{N(+\theta)}{N(-\theta)} \cdot \frac{N_o(-\theta)}{N_o(+\theta)} - 1}{\frac{N(+\theta)}{N(-\theta)} \cdot \frac{N_o(-\theta)}{N_o(+\theta)} + 1} \quad (6)$$

Das Zähleranzeigeverhältnis $\alpha = \frac{N_o(-\theta)}{N_o(+\theta)}$ für einen unpolarisierten Strahl wurde mit ausgeschaltetem HF-Übergang und Spindreh-solenoid mehrmals in Zwischenmessungen bestimmt. α lag für alle 4 Zählerpaare innerhalb des statistischen Fehlers bei 1, was sicherstellte, daß a) die Raumwinkel übereinstimmten (zumindest die der Zählerpaare) b) die Blenden vor der Streukammer eng genug waren, um Raumwinkeländerungen durch schwankende Targetbeleuchtung zu vermeiden und c) die Streuwinkel $\pm \theta$ symmetrisch lagen.

Neben dem statistischen Fehler von A, der für jeden Meßpunkt über ein kleines Computerprogramm aus den Einzelzählraten $N(+\theta) = Z(+\theta) - U(+\theta)$ berechnet wurde und in allen Anregungsfunktionen angegeben ist, sind folgende weitere Fehlerquellen vorhanden:

Die Willkür in der Wahl der Integrationsgrenzen kann zu Fehlern für die Analysierstärke bei der elastischen Streuung

führen, da die elastisch an der Targetverunreinigung ^{10}B gestreuten Protonen nicht vollständig von den elastisch an ^{11}B gestreuten Protonen getrennt werden können. Unter der Annahme vergleichbarer Wirkungsquerschnitte von $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{p}_0)^{11}\text{B}$ und $^{10}\text{B}(\text{p}, \text{p}_0)^{10}\text{B}$ kann der Fehler leicht auf $< 2\%$ abgeschätzt werden.

Die Strahlpolarisation P wurde durch Eichmessungen an ^{12}C bei $E_{\text{p}} = 7.4 \text{ MeV}$ und $\theta_{\text{lab}} = 130^\circ$ bestimmt, wo $A = -1.00 \pm 0.05$ ist [28]. P erreichte Werte bis zu 0.65 und war von Strahlzeit zu Strahlzeit verschieden. Wiederholte Kontrollmessungen zeigten jedoch, daß die Strahlpolarisation innerhalb einer Meßreihe auf ± 0.03 konstant war.

Durch die symmetrische Anordnung der Zähler werden Fehler in A durch ungenaue Targetstromintegration und inhomogene Targets vermieden.

Bei allen Messungen sind mit E_{p} die Protoneneinschußenergien angegeben. Der Energieverlust der Protonen im schräg-stehenden Target ($\Psi = 20^\circ$) liegt zwischen $E = 34 \text{ KeV}$ und 15 KeV für Protonenenergien zwischen $E_{\text{p}} = 3.0 \text{ MeV}$ und $E_{\text{p}} = 10.0 \text{ MeV}$.

3. Experimentelle Ergebnisse

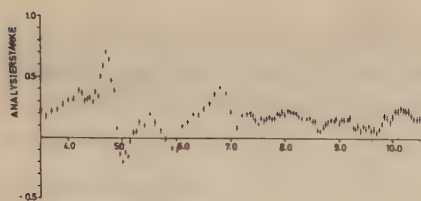
3.1 Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke A für die elastische Streuung von polarisierten Protonen an ^{11}B im Bereich $3.5 \text{ MeV} \leq E_p \leq 10.5 \text{ MeV}$

Die Anregungsfunktionen von $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und A sind in Fig. 10 bis 13 aufgetragen.

Die Streuwinkel $\theta_{\text{lab}} = + 90^\circ$; $+ 137^\circ$; $+ 150^\circ$ und $+ 163^\circ$ wurden gewählt, weil die ersten drei von ihnen den cm-Winkeln $\theta = 90^\circ$; 140.7° und 149.4° , bei denen Nullstellen der Legendre-Polynome $P_{2n+1}(\cos\theta)$ bzw. $P_3(\cos\theta)$ bzw. $P_4(\cos\theta)$ vorliegen, nahekommen. Da der größte Beitrag zur Form einer isolierten Resonanz vom Interferenzterm zwischen Coulomb- und Resonanzstreuung herrührt, und dieser wie $P_1(\cos\theta)$ variiert, zeigt eine Resonanz mit l-Wellenstreuung keine Streuanomalie bei den cm-Streuwinkeln mit $P_1(\cos\theta) = 0$. Der Streuwinkel $\theta_{\text{lab}} = 163^\circ$ kommt einerseits 180° möglichst nahe, wo alle Legendre-Polynome $P_l(\cos\theta)$ maximal sind, andererseits kann hier eine Messung von Segel et al. [12] fortgesetzt werden.

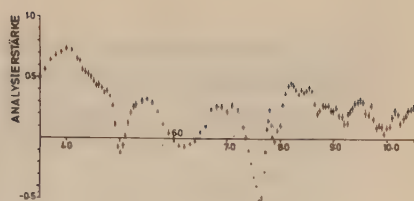
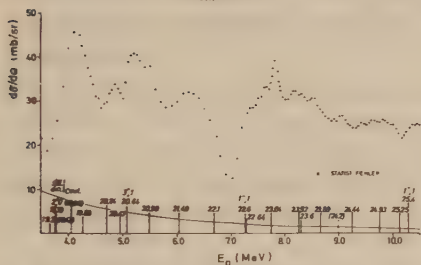
Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt bei allen Winkeln starke Strukturen durch überlappende Compound-Resonanzen. Seine Größe übertrifft den aus reiner Coulombstreuung zu erwartenden Wert bei weitem. Bei Rückwärtswinkeln ist ein starker Abfall in $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ bei $E_p > 6 \text{ MeV}$ charakteristisch. Bevor das Maximum der Grundzustands-Riesenresonanz bei $E_p = 7.2 \text{ MeV}$ erreicht wird, ist hier der differentielle Wirkungsquerschnitt um rund einen Faktor 3 gefallen.

Die Anregungsfunktionen der Analysierstärke weisen ebenfalls komplizierte Strukturen auf. Die Analysierstärke ist fast im gesamten Energiebereich positiv und erreicht Werte bis zu $A = 0.75$. Der Bereich um $E_p = 7.7 \text{ MeV}$, wo die Analysierstärke bei $\theta_{\text{cm}} = 140.6^\circ$ innerhalb 200 keV von -0.5 bis $+ 0.25$ ansteigt und im diff. Wirkungsquerschnitt eine enge Resonanz vorliegt, wird noch näher untersucht werden.



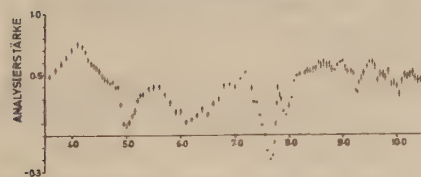
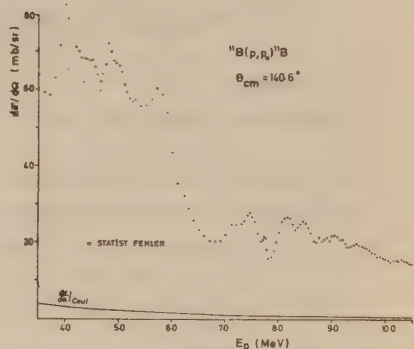
$^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$

$\theta_{\text{cm}} = 95.2^\circ$



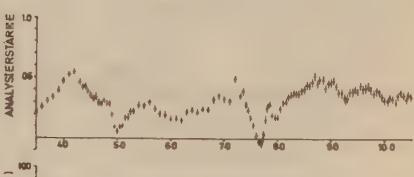
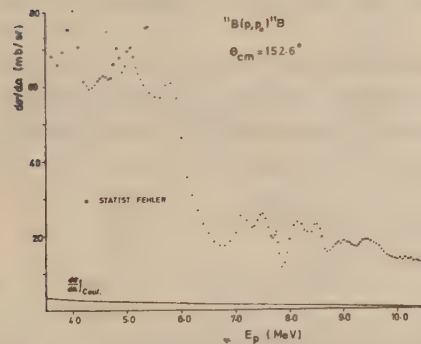
$^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$

$\theta_{\text{cm}} = 140.6^\circ$



$^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$

$\theta_{\text{cm}} = 152.6^\circ$



$^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$

$\theta_{\text{cm}} = 164.5^\circ$

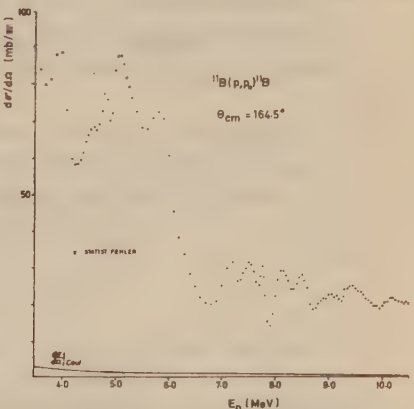


Fig. 10 bis 13 Anregungsfunktionen des diff. Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für die elastische Streuung von pol. Protonen an ^{11}B bei den Streuwinkeln $\theta_{\text{cm}} = 95.2^\circ$; 140.6° ; 152.6° und 164.5° . In Fig. 10 sind die Zustände in ^{12}C entsprechend Fig. 3 eingetragen.

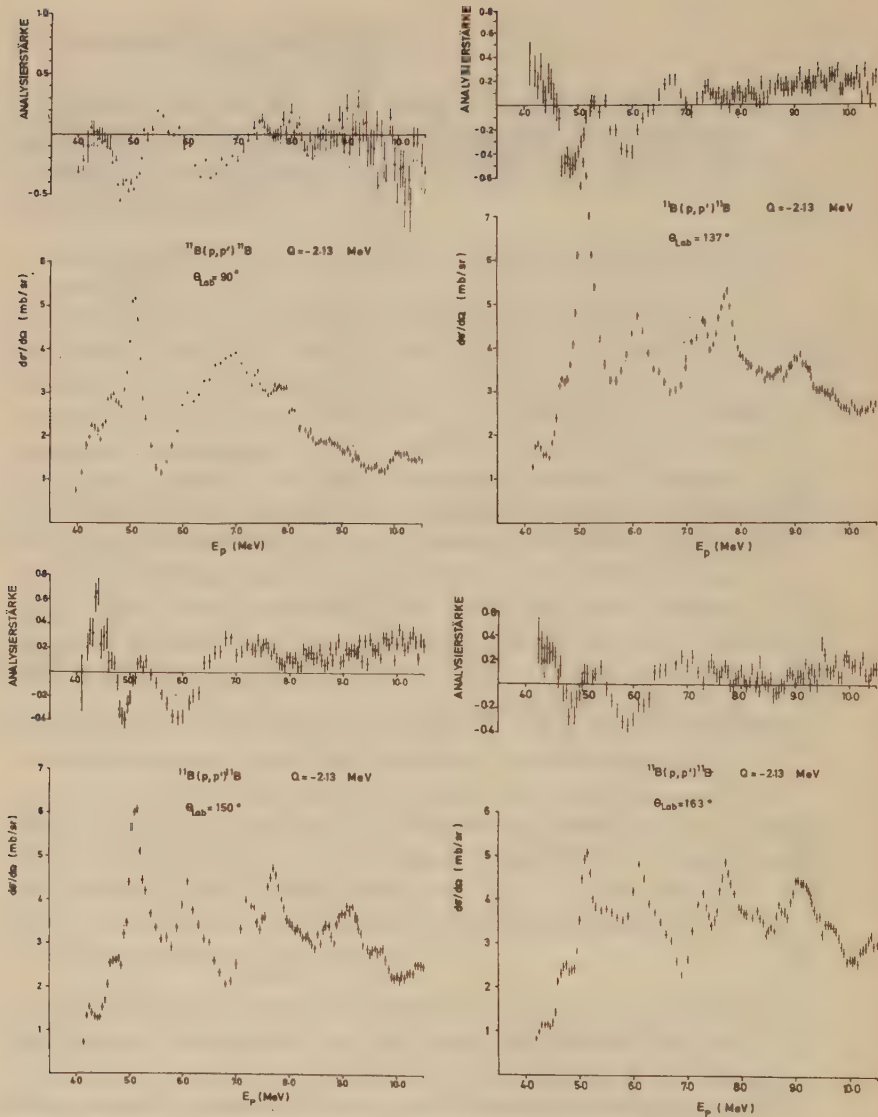


Fig. 14 bis 17 Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für die inelastische Streuung ($Q = -2.13$ MeV) von polarisierten Protonen an ^{11}B .

3.2 Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für die inelastische Streuung ($Q=-2.13$ MeV) von polarisierten Protonen an ^{11}B im Bereich $4.0 \text{ MeV} \leq E_p \leq 10.5 \text{ MeV}$

Für die Reaktion $^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$ ($Q=-2.13$ MeV) sind diff. Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke in Fig. 14 bis 17 aufgetragen.

Der Wirkungsquerschnitt ist ungefähr den Faktor 10 kleiner als für die elastische Streuung und zeigt ebenfalls ausgeprägte Resonanzen.

Die Analysierstärke ist im allgemeinen kleiner als für elastische Streuung. Bis $E_p \approx 7$ MeV zeigt sie starke Strukturen, bei höheren Energien wird ihr Verlauf glatter. Wegen der niedrigen Zählraten wird der statistische Fehler der Meßpunkte zum Teil recht groß.

3.3 Winkelverteilungen von $^{11}\text{B}(p,p_o)^{11}\text{B}$, $^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$ ($Q=-2.13$ MeV) und $^{11}\text{B}(p,\alpha_o)^8\text{Be}$ im Bereich $7.4 \text{ MeV} \leq E_p \leq 8.0 \text{ MeV}$

Um die Resonanz bei $E_p = 7.74$ MeV näher zu untersuchen, wurden Winkelverteilungen der elastischen und inelastischen Streuung im Bereich $7.4 \text{ MeV} \leq E_p \leq 8.0 \text{ MeV}$ gemessen. Die Meßzeiten wurden dabei so lang gewählt, daß gleichzeitig eine Auswertung der $^{11}\text{B}(p,\alpha_o)^8\text{Be}$ Reaktion mit sinnvollem statistischen Fehler möglich war.

Auf einem speziellen Streukammereinsatz waren 13 Streuwinkel zwischen $40^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 170^\circ$ mit je einem Detektor besetzt. Aus 2 Messungen mit vertauschten Spinrichtungen ($\phi=0^\circ(\uparrow)$ bzw. $\phi=180^\circ(\downarrow)$) erhält man aus (1) und (2) sofort:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\frac{1}{2} [N_{\uparrow}(+\theta) + N_{\downarrow}(+\theta)] \cos \Psi}{n_p \cdot n_t \cdot \Delta \Omega} \quad (7)$$

$$\text{und} \quad A = \frac{1}{P} \cdot \frac{N_{\uparrow}(+\theta) - N_{\downarrow}(+\theta)}{N_{\uparrow}(+\theta) + N_{\downarrow}(+\theta)} \quad (8)$$

Für die Fehler der beiden Meßgrößen gelten die gleichen Überlegungen wie in 2.5. Eine verbesserte Targetstromintegration [28] stellte sicher, daß beide Messungen auf die gleiche Ladung bezogen wurden. Ein Vergleich mit den mit Zählerpaaren gewonnenen Daten zeigt, daß evtl. vorhandene Target-inhomogenitäten keinen Fehler verursachen.

In Fig. 18 und 19 sind die Anregungsfunktionen von $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und die Winkelverteilungen der Analysierstärke bei der elastischen Streuung aufgetragen. Durch die Meßpunkte von Fig. 19 ist als

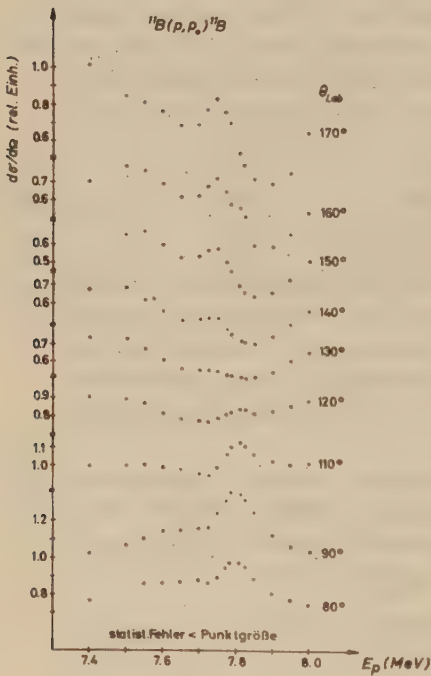


Fig. 18 Anregungsfunktionen von $^{11}\text{B}(p, p_0)^{11}\text{B}$ im Bereich $7.4 \text{ MeV} \leq E_p \leq 8.0 \text{ MeV}$.

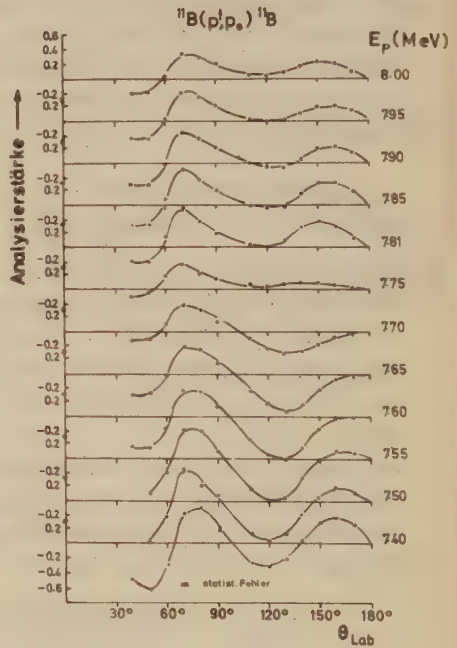


Fig. 19 Winkelverteilungen der Analysierstärke für $^{11}\text{B}(p, p_0)^{11}\text{B}$ im Bereich $7.4 \text{ MeV} \leq E_p \leq 8.0 \text{ MeV}$.

Sichthilfe eine gestrichelte Kurve gelegt. Man erkennt, daß die Resonanz bei Streuwinkeln zwischen 120° und 130° verschwindet, während sich die Analysierstärke gerade hier am stärksten ändert.

Fig. 20 und Fig. 21 zeigen die Winkelverteilungen von $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ und von A bei der inelastischen Streuung. Änderungen beim Durchgang durch die Resonanz sind nur in der Analysierstärke bei Rückwärtswinkeln zu erkennen.

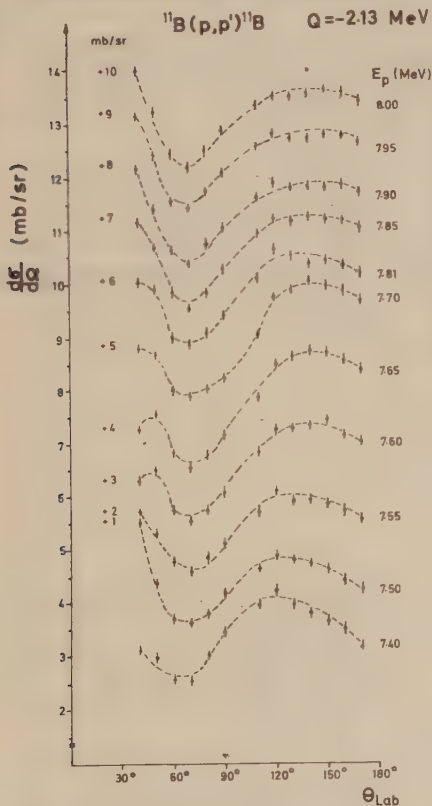


Fig. 20 Winkelverteilungen von $^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$ ($Q=-2.13\text{MeV}$) im Bereich $7.4\text{MeV} \leq E_p \leq 8.0\text{MeV}$.

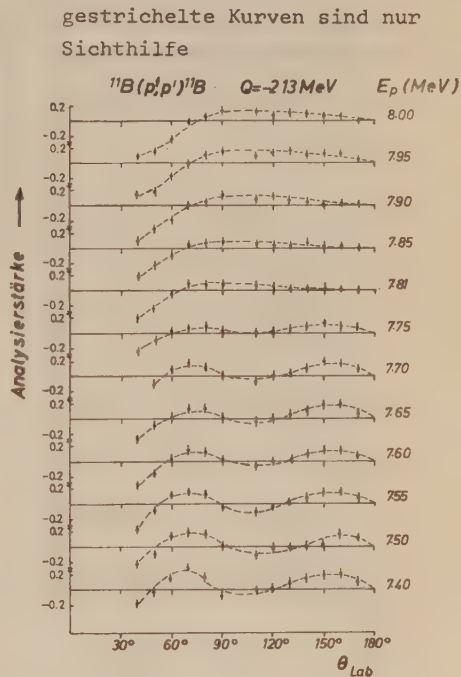


Fig. 21 Winkelverteilungen der Analysierstärke von $^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$ ($Q=-2.13\text{MeV}$) im Bereich $7.4\text{MeV} \leq E_p \leq 8.0\text{MeV}$.

Für die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ sind die entsprechenden Winkelverteilungen sowie die Entwicklungskoeffizienten eines χ^2 -Fits mit den ersten 6 Legendre-Polynomen gemäß (9) und (10) in Fig. 24 bis 27 aufgetragen.

Auffallend sind die hohen Analysierstärken der (p, α_0) -Reaktion an ^{11}B .

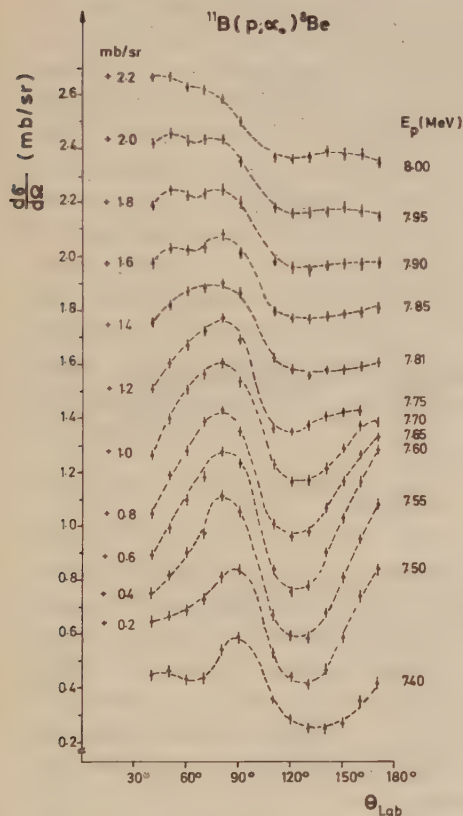


Fig. 24 Winkelverteilungen von $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ im Bereich $7.4 \text{ MeV} \leq E_p \leq 8.0 \text{ MeV}$.

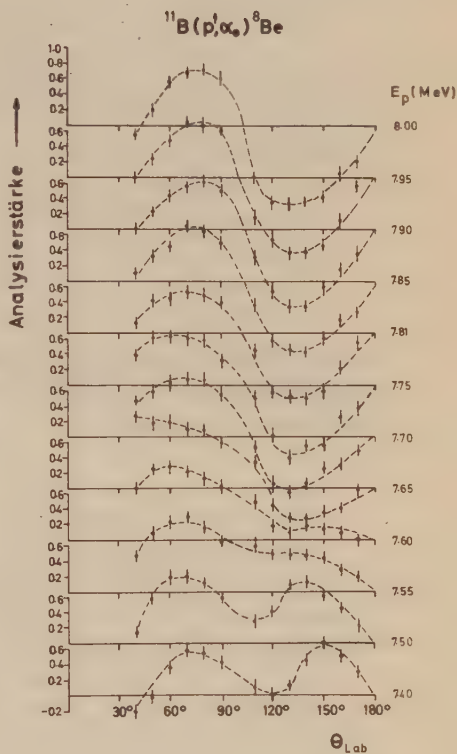


Fig. 25 Winkelverteilungen der Analysierstärke von $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ im Bereich $7.4 \text{ MeV} \leq E_p \leq 8.0 \text{ MeV}$.

gestrichelte Kurven sind nur Sichthilfe

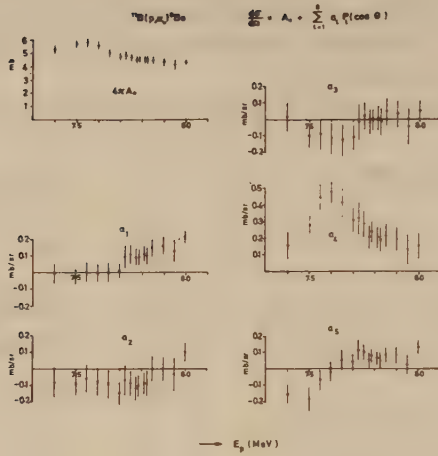


Fig. 26 Entwicklungskoeffizienten a_1 des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ von $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ nach Legendre-Polynomen $P_1(\cos \theta)$.

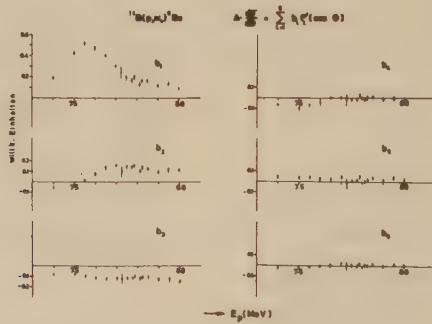


Fig. 27 Entwicklungskoeffizienten b_1 des Produktes $A(\theta) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ von $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ nach Legendre-Polynomen $P_1^1(\cos \theta)$.

4. Diskussion und Vergleich mit der Theorie

4.1 Theoretische Beschreibung der Riesenresonanz

Erste theoretische Arbeiten zur Beschreibung der Riesenresonanz gehen zurück auf Goldhaber, Teller [36] und Steinwedel, Jensen [37]. In ihnen wird die Riesenresonanz als kollektive Dipolschwingung der Protonen- gegen die Neutronenflüssigkeit im Kern gedeutet. Diese zunächst noch auf klassischer Hydrodynamik beruhenden Rechnungen können naturgemäß nur eine grobe Beschreibung liefern. Durch quantenmechanische Behandlung der Dipolschwingungen und die Ankopplung von Oberflächenschwingungen und Rotationen des Rumpfes gelingt es, auch Strukturen in der Riesenresonanz zu erklären. [38, 39]. Dieses sog. hydrodynamische Modell ist hauptsächlich im Bereich der mittelschweren und schweren Kerne zwischen magischen Konfigurationen anwendbar. Zur Beschreibung der Riesenresonanz in leichten und magischen Kernen erwies sich das Teilchen-Loch-Modell als erfolgreicher. Für ^{12}C liegen Rechnungen von mehreren Autoren vor [40-45].

4.2 Teilchen-Loch-Rechnungen für ^{12}C

Kohlenstoff 12 wird im Bild des Schalenmodells als Kern mit abgeschlossenen Unterschalen und reiner jj-Kopplung beschrieben. Der Grundzustand mit der Konfiguration $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^8$ wird als physikalisches Vakuum betrachtet. Durch Kernanregung können 1 Teilchen-1 Loch-Zustände $|ph(J,T)\rangle_n$ mit definiertem Drehimpuls und Isospin erzeugt werden.

Die ungestörten Energien $\epsilon_n^{ph} = \epsilon_n^p + \epsilon_n^h$ dieser angeregten Zustände sind mittels der Beziehungen

$$\epsilon_n^p = B(^{13}\text{C}) - B(^{12}\text{C}) + E_n^p \quad (11)$$

$$\epsilon_n^h = B(^{11}\text{C}) - B(^{12}\text{C}) + E_n^h$$

Über die Bindungsenergien der Nachbarkerne und die Energien der entsprechenden Einteilchenzustände in ^{13}C bzw. der Lochzustände in ^{11}C aus dem Experiment bestimmbar. Die Teilchen-Loch-Wechselwirkung V führt zu einer Mischung der reinen Schalenmodellzustände:

$$|\Psi(\text{JT})\rangle_i = \sum_n x_n^i |\text{ph}(\text{JT})\rangle_n \quad (12)$$

Die Energieeigenwerte E_i der Zustände $|\Psi(\text{JT})\rangle_i$ relativ zum Grundzustand, sowie die Amplituden x_n^i erhält man durch Diagonalisierung von V ; d.h. durch Lösen des Gleichungssystems

$$(A) \cdot \underline{x}^i = E_i \cdot \underline{x}^i ; \quad (13)$$

wobei die Matrixelemente von (A) gegeben sind durch

$$A_{\text{ph},p'h'} = (\epsilon^p + \epsilon^h) \delta_{pp'} \delta_{hh'} + \langle \text{ph}(\text{JT}) | V | p'h'(\text{JT}) \rangle \quad (14)$$

Für die Teilchen-Loch-Wechselwirkung setzten Gillet und Vinh-Mau [42,43] die allgemeinste 2 Nukleonen-Kraft

$$V(|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|) = f\left(\frac{|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|}{R}\right) \cdot V \cdot (W + B\rho_{\sigma} - H\rho_{\tau} + M\rho_{\sigma} \rho_{\tau}) \quad (15)$$

an, mit den üblichen Vereinfachungen statischer zentraler Kräfte und gleicher Radialabhängigkeit aller Austausch-terme. ρ_{σ} und ρ_{τ} ist der Spin-bzw. Isospin-Austauschoperator; $f\left(\frac{|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|}{R}\right)$ eine normierte gaußsche Radialabhängigkeit mit Reichweite R .

Die 5 Parameter der Wechselwirkung wurden dabei in einem χ^2 -Fit so bestimmt, daß insgesamt 14 bereits bekannte Teilchen-Loch-Zustände in ^{12}C und ^{16}O möglichst genau wiedergegeben werden. Dadurch laufen die weiteren Rechnungen parameterfrei.

Zur Berechnung von Zuständen ungerader Parität genügt es, wegen der hohen Energien von $(3\hbar\omega)$ -Konfigurationen, den

Basisraum auf 1p-1h-Anregungen mit $1\hbar\omega$ zu beschränken.

Diese normalen Schalenmodellrechnungen in sog. Tamm-Dancoff-Näherung können durch Mitnahme von Grundzustandskorrelationen, d.h. Berücksichtigung der in Folge der Restwechselwirkung im Grundzustand virtuell angeregten 2p-2h Paare, erweitert werden (sog. Random-Phase-Näherung).

Angeregte Zustände können dann auch durch Vernichtung eines im Grundzustand virtuell anwesenden 2p-2h Paares erreicht werden. Die Berücksichtigung dieses Effekts führt auf die Lösung des erweiterten Eigenwertproblems:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ -B^* & -A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \underline{x} \\ \underline{y} \end{pmatrix}^i = E_i \begin{pmatrix} \underline{x} \\ \underline{y} \end{pmatrix}^i \quad (16)$$

wobei für die Matrixelemente von A Gleichung (14) gilt und die Matrix B die Elemente

$$B_{ph,p'h'} = \langle ph \ (JT) \mid v \mid h'p' \ (JT) \rangle \quad (17)$$

besitzt. Die Normierung $\langle \Psi(JT) \mid \Psi(JT) \rangle_i = 1$ führt auf die Beziehung:

$$\sum_n |\underline{x}_n^i|^2 - |\underline{y}_n^i|^2 = 1 \quad (18)$$

Die Quadrate der Komponenten eines Eigenvektors geben die Wahrscheinlichkeiten an, mit denen der angeregte Zustand $|\Psi(JT)\rangle_i$ durch Erzeugung oder Vernichtung eines entsprechenden Teilchen-Loch-Paares im Grundzustand erhalten werden kann. Mit $y_n=0$ vereinfacht sich Gleichung (16) zur Tamm-Dancoff-Gleichung (13).

Die Grundzustandskorrelationen spielen z.B. für den 2^+ , $T=0$ Quadrupolzustand bei 4.43 MeV eine große Rolle [46] .

Fig. 28 [1] bringt einen Vergleich der bislang experimentell bekannten angeregten Zustände in ^{12}C mit der Vorhersage von Niveaus nach dem Teilchen-Loch-Modell. In den Rechnungen von

Vinh-Mau und Brown [40] wurde eine δ -funktionsartige Restwechselwirkung benutzt; Gillet und Vinh-Mau [43] sowie Goswami und Pal [41] benutzten ein Potential mit endlicher Reichweite. In allen Arbeiten wurden Grundzustandskorrelationen berücksichtigt.

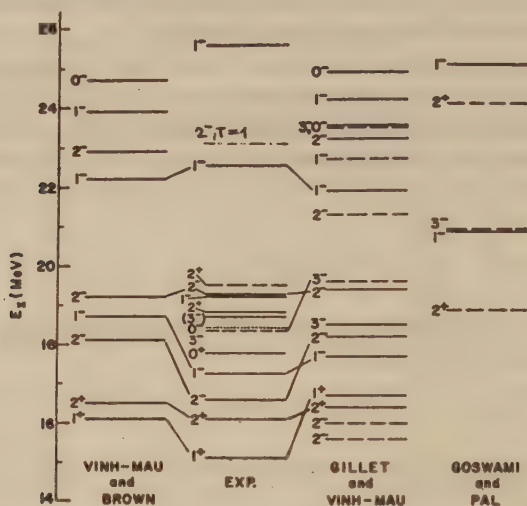


Fig. 28 Vergleich angeregter Zustände von ^{12}C mit theor. Vorhersagen aus Teilchen-Loch-Rechnungen [1] .

ausgezogene Linien: : T=1 Zustände

gestrichelte Linien: : T=0 Zustände

punktierte Linie : Isospin unbekannt

zusätzliche strich-punktierte Linie: in vorliegender Arbeit
gefundenes Niveau

4.3 Diskussion der Messungen

Die absoluten Wirkungsquerschnitte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den Messungen in Ref. [12-14] überein.

Die Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen und inelastischen Streuung von Protonen an ^{11}B im Abschnitt 3 sind durch stark überlappende Compoundresonanzen gekennzeichnet.

Während es im Falle der elastischen Streuung nicht ohne weiteres möglich ist, die auftretenden Strukturen den bekannten angeregten Zuständen in ^{12}C (Fig. 3) zuzuordnen, ist dies bei einigen Resonanzen der inelastischen Streuung sehr einfach. So können die Maxima in den Anregungsfunktionen von $^{11}\text{B} (p, p')^{11}\text{B}$ ($Q = -2.13$ MeV) bei $E_p = 4.28; 4.70; 5.10; 6.03; 7.30$ und 7.74 MeV eindeutig den ^{12}C -Niveaus bei $E_{\text{exc}}(^{12}\text{C}) = 19.88; 20.24; 20.64; 21.49; 22.64$ und 23.04 MeV zugeordnet werden. Besonders stark tritt die 3^- , $T=1$ Resonanz bei $E_p = 5.10$ MeV bei der inelastischen Streuung in Erscheinung (Fig. 15).

Die Anregungsfunktion der Analysierstärke bei der inelastischen Streuung hat bei Rückwärtswinkeln (Fig. 16 bzw. 17) eine unverkennbare Ähnlichkeit mit derjenigen der elastischen Streuung bei $\theta_{\text{cm}} = 95.2^\circ$ (Fig. 10).

Um die maximale Information aus den Messungen ziehen zu können, ist ein multi-level R-Matrix-Fit erforderlich, der z. Zt. jedoch nicht zur Verfügung steht.

Da der Grundzustand von ^{11}B den Kernspin $3/2$ hat, scheitert eine Streuphasenanalyse der Winkelverteilungen der elastischen Streuung an der Vielzahl der Parameter. Die allgemeine Darstellung des diff. Wirkungsquerschnitts für die elastische Streuung als kohärente Überlagerung von Coulomb-, Kernpotential- und Resonanzstreuamplitude nach

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f_c(\theta) + f_{\text{pot}}(\theta) + f_{\text{res}}(\theta)|^2 \quad (19)$$

wird bei Teilchen mit Spin sehr kompliziert [47].

Das vorliegende experimentelle Material über die enge Resonanz ($\Gamma \approx 70$ keV) bei $E_p = 7.74$ MeV ($E_{\text{exc}}(^{12}\text{C}) = 23.04$ MeV) reicht jedoch aus, um die Struktur der Resonanz mit Hilfe einfacher Überlegungen aufzuklären.

Protonenspin ($1/2^+$) und Targetspin ($3/2^-$) können im Eingangskanal zu Kanalspin $S=1$ und $S=2$ koppeln. Werden nur Bahndrehimpulse bis zu $l=3$ berücksichtigt, so ist damit eine Anregung von Compoundkernniveaus in ^{12}C mit Quantenzahlen 0^+ , 0^- , 1^+ , 1^- ... bis 5^+ und $T=0$ oder 1 möglich.

Aus dem Verschwinden der Resonanzstruktur bei der elastischen Streuung unter $\theta_{\text{cm}} = 125^\circ$ (Fig. 18) folgt ein l -Wert von 2 und über die Paritätserhaltung $\pi_c = \pi_a \cdot \pi_A \cdot (-1)^l$ negative Parität für die Resonanz.

Ein Gesamtdrehimpuls $J=4^-$ scheidet aus, da die Resonanz in den Anregungsfunktionen der inelastischen Streuung zum ersten angeregten Zustand von ^{11}B ($1/2^-$) bei 2.13 MeV stark auftritt (Fig. 14-17). Wegen $l \geq 4$ und der damit verbundenen hohen Zentrifugalbarriere wäre dieser Zerfall jedoch unwahrscheinlich.

Von den übrigen Möglichkeiten 0^- , 1^- , 2^- , 3^- und $T=0, 1$ kann die Zuordnung 0^- ausgeklammert werden, da bei einer isolierten $J=0$ Resonanz die Winkelverteilung der inelastisch gestreuten Protonen

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \sum_{l=0}^{L_{\text{max}}} a_l \cdot P_l(\cos \theta) \quad (20)$$

wegen $L_{\text{max}} \leq \min(2J, 2l')$ [48]

im cm-System isotrop sein müßte; was nicht der Fall ist (Fig. 20).

Gegen 0^- spricht auch das deutliche Auftreten des Zustandes als Struktur in der χ_1 -Riesenresonanz (Fig. 2); da wegen der Drehimpulserhaltung ein $E1$ -Übergang von 0^- auf das 2^+ , $T=0$ Niveau bei 4.43 MeV in ^{12}C verboten ist.

Auf Grund der Isospinauswahlregeln für $E1$ -Strahlung [49]

$$\begin{array}{ll} T = 0, \pm 1 & \text{bei } T_3 \neq 0 \\ T = \pm 1 & \text{bei } T_3 = 0 \end{array} \quad (21)$$

folgt mit $T_3 (^{12}\text{C}) = 1/2 (N-Z) = 0$ daraus weiter eine $T=1$ Zuordnung für das Resonanzniveau.

Bestätigt wird die Isospinquantenzahl $T=1$ bei der Untersuchung der Reaktion $^{11}\text{B} (p, \alpha) ^8\text{Be}$. Die Entwicklungskoeffizienten der Winkelverteilungen dieser Reaktion nach Legendrepolyomen gemäß (9) sind in Fig. 26 aufgetragen. Der totale Wirkungsquerschnitt $4\pi A_0$ zeigt bei $E_p = 7.74$ MeV keine Resonanz; in Übereinstimmung damit, daß ein reiner $T=1$ Zustand von ^{12}C wegen Isospinerhaltung nicht in die beiden $T=0$ Teilchen ^8Be und α zerfallen kann. Ein α -Zerfall dieses Niveaus wäre nur über $T=0$ Beimischungen in der Wellenfunktion des angeregten Zustandes möglich, die offensichtlich minimal sind. Das Auftreten einer solchen Isospinreinheit ist bei der hohen Anregungsenergie des Kerns erstaunlich.

Ein 1^- , $T=1$ Zustand sollte stark über $E1$ -Strahlung zum Grundzustand zerfallen. Die γ_0 -Riesenresonanz (Fig. 1) zeigt jedoch keine Struktur an der fraglichen Stelle. R.G. Allas et.al. [50] haben die Winkelverteilungen $W(\theta)$ für den γ_1 -Zerfall von 2^- und 3^- Zuständen zum 2^+ Niveau bei 4.43 MeV unter der Annahme reiner jj -Kopplung berechnet. Während für 3^- Zustände $W(\theta)$ von $P_2(\cos \theta)$ abhängt, ist das für 2^- Zustände der Konfigurationen $(1p_{3/2})^{-1}(2s_{1/2})$ und $(1p_{3/2})^{-1}(1d_{3/2})$ nicht der Fall. Die Analyse der γ_1 -Riesenresonanz (Fig. 2) zeigt, daß in der Tat $a_2 \approx 0$ bei $E_p = 7.74$ MeV ist, was für einen Zustand 2^- spricht.

Die Zuordnung 2^- , $T=1$ für die Resonanz in ^{12}C bei $E_{\text{exc}} = 23.04$ MeV ist damit im Einklang mit allen experimentellen Daten.

Der Vergleich mit den theoretischen Niveauvorhersagen aus Teilchen-Loch-Rechnungen (Fig. 28) zeigt nun, daß nach Vinh-Mau, Brown [40] bei $E_{\text{exc}} = 22.9$ MeV bzw. nach Gillet, Vinh-Mau [43] bei $E_{\text{exc}} = 23.2$ MeV ein 2^- , $T=1$ Zustand zu erwarten ist. Die Energieabweichung vom experimentell gefundenen Wert ist ohne große Bedeutung. Zwar sind die

Rechnungen parameterfrei, aber durch die Auswahl der Fit-Niveaus zur Bestimmung der Parameter der Teilchen-Loch-Wechselwirkung kann die Lage der berechneten Niveaus in Grenzen beeinflußt werden.

In beiden zitierten Arbeiten werden die (über die entsprechenden Clebsch-Gordan Koeffizienten zu 2^- , $T=1$ verkoppelten und antisymmetrisierten) Teilchen-Loch-Konfigurationen

$(1p_{3/2})^{-1}(1d_{5/2})$, $(1p_{3/2})^{-1}(2s_{1/2})$ und $(1p_{3/2})^{-1}(1d_{3/2})$

als Basiszustände bei der Darstellung verwendet.

Nach [43] ist die Wellenfunktion des angeregten Zustandes in der Tamm-Dancoff Näherung gegeben durch

$$\left| 2^-, T=1 \right\rangle_{23.2 \text{ MeV}} = 0.169 (1p_{3/2})^{-1} (1d_{5/2}) + \quad (22) \\ 0.064 (1p_{3/2})^{-1} (2s_{1/2}) + 0.983 (1p_{3/2})^{-1} (1d_{3/2}) ;$$

d.h. es ist ein fast reiner $(1p_{3/2})^{-1}(1d_{3/2})$ Schalenmodellzustand, dessen ungestörte (dem Experiment entnommene) Energie bei 22.10 MeV liegt.

Auch die Random-Phase-Näherung liefert als Energieeigenwert des Zustandes 23.2 MeV. Die Entwicklungskoeffizienten x_n ($n=1, 2, 3$) dieser Näherung unterscheiden sich erst in der 3. Dezimale von denen in (22), die drei y_n Komponenten sind sämtlich negativ und $|y_n| \leq 0.01$; d.h. die Grundzustandskorrelationen spielen für diesen Zustand keine Rolle.

Der Beitrag der Restwechselwirkung zur Zustandsenergie ist rund eine Größenordnung kleiner als der des ungestörten Schalenmodellzustandes. Erfolge der Teilchen-Loch-Rechnungen beruhen also nicht zuletzt auf der zugrunde gelegten Schalenmodellvorstellung. Die gute Übereinstimmung mit dem Experiment ist für ^{12}C umso erstaunlicher, da eine Beschreibung des deformierten ^{12}C Kerns durch ein spärliches Kernpotential und reine jj -Kopplung zunächst durch nichts gerechtfertigt ist.

Die starke Struktur in der Anregungsfunktion der Analysierstärke um die Resonanz hängt vermutlich eng mit der einfachen

Konfiguration des Resonanzniveaus zusammen.

Zu klären bleibt noch die für einen Einteilchenzustand ungewöhnlich kleine Breite. Da die Teilchen-Loch-Rechnungen alle Zustände als gebundene Zustände behandeln, sagen sie ohne Zusatzannahmen nichts über Zerfallsbreiten aus.

Die Information aus den vorliegenden Anregungsfunktionen reicht nicht aus, um durch ähnliche Überlegungen die übrigen angeregten Zustände in ^{12}C aufzuklären. Außerdem kann nicht erwartet werden, daß sich alle Zustände durch ein so einfaches Bild beschreiben lassen. Erst eine weitergehende theoretische Analyse der Messungen kann zeigen, inwieweit die anderen angeregten Zustände bereits durch das 1 Teilchen-1 Loch-Modell wiedergegeben werden.

Ein multi-level R-Matrix-Fit der Messungen bietet die Möglichkeit, Resonanzenergien und J^π Werte mit Vorhersagen aus Teilchen-Loch-Rechnungen zu vergleichen.

Die schnelle Entwicklung und die Erfolge einer Schalenmodellbeschreibung von Kernreaktionen [50, 51] machen jedoch einen solchen Fit vielleicht bald überflüssig. Diese dynamischen Kernreaktionstheorien gestatten neben Resonanzenergien und J^π Werten auch die Zerfallsbreiten und Polarisationen bei der elastischen und inelastischen Streuung zu berechnen.

II. Bau eines Alkaliumladers für eine Quelle polarisierter Protonen und Deuteronen

1. Einleitung

Atomstrahlquellen für polarisierte Teilchen an Tandembeschleunigern erfordern eine Umladung der polarisierten Protonen bzw. Deuteronen in negative Ionen vor dem Einschub in den Beschleuniger.⁺ Der Umladungsvorgang soll mit einer möglichst hohen Ausbeute und mit möglichst kleiner Depolarisation stattfinden.

Als Umladungstargets kommen dünne Folien und Gase in Frage. Beim Durchgang von 10 keV Protonen durch Folien entstehen H⁻Anteile bis zu einigen Prozenten des auslaufenden Strahls [52]. Es zeigt sich jedoch, daß für die Ladungsverteilung im auslaufenden Strahl nur die letzten 5-6 Atomlagen der Folie maßgebend sind, sodaß alle "alten", d.h. nicht frisch im Vakuum aufgedampften Folien praktisch gleiche (kleinere) Umladungswahrscheinlichkeiten liefern. Alle herstellbaren Folien sind außerdem wesentlich dicker als zum Erreichen der Ladungsgleichgewichtsverteilung notwendig ist, was Aufstreuung und Energieverschmierung des Strahls bedingt. Die effektiven Ausbeuten (Anteil der H⁻Komponente, die innerhalb der Tandemakzeptanz liegt, bezogen auf den entsprechenden einlaufenden Protonenstrom) sind daher wesentlich niedriger. Für Kohlenstoff-Folien von $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Flächendichte erhält man so Ausbeuten von ca. 0.4% bei Protonenenergien zwischen 16 keV und 36 keV [53]. Die kurze Lebensdauer von einigen Stunden bei Flächenbelastungen von $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ sowie die mechanische Empfindlichkeit der Folien stellen weitere Probleme dar. Die Vermutung, daß bei der Umladung in Folien praktisch keine Depolarisation auftritt wurde experimentell bestätigt [54].

⁺ Im Folgenden wird nur von pol. Protonen die Rede sein; die Verhältnisse bei pol. Deuteronen lassen sich ganz ähnlich beschreiben.

Bei der Umladung in Gastargets kann die optimale Flächendichte zur Erreichung des Ladungsgleichgewichts sehr einfach über den Druck p im Gaskanal eingestellt werden. Da die Aufstreuung bei optimaler Flächendichte im allgemeinen noch vernachlässigt werden kann, stellen die bekannten Umladungswahrscheinlichkeiten für Protonen in Gasen [55] gleichzeitig effektive Ausbeuten dar. Für Stickstoff, das sich aus verschiedenen Gründen gut als Umladungstarget eignet, erreicht die Umladungswahrscheinlichkeit zwischen 10 keV und 15 keV Einschußenergie einen Maximalwert von ca. 1.4% und liegt damit noch über der Ausbeute bei Folien. Um Depolarisation bei der Gasumladung zu vermeiden, muß man über der Umladungsstrecke ein starkes Magnetfeld anbringen. Für die Quelle für polarisierte Teilchen am Erlanger Tandembeschleuniger wurde daher eine Stickstoffumladung im starken magnetischen Feld zunächst als einfachste Anordnung gewählt.

Seit der Entdeckung von Donnally [56], daß die Dämpfe der Alkalimetalle Kalium und Cäsium wesentlich höhere H^- -Ausbeuten liefern können, wurden die Umladungswahrscheinlichkeiten für Protonen in Alkaliumladern mehrfach untersucht [57-59]. Für Cäsiumdampf beträgt die Umladerate H^-/H^+ einlaufend $\approx 15\%$ bei einer Protonenenergie von 0.5 keV. Für höhere Einschußenergien fällt die Ausbeute sehr stark ab. Die Umladungswahrscheinlichkeit in Kaliumdampf ist in Fig. 29 aufgetragen. Die Messungen verschiedener Autoren weichen von einander ab, die Fehlerbalken sind zum Teil beträchtlich.

Für Protonenenergien über ca. 2 keV, die aus ionenoptischen Gründen zur Strahlführung erwünscht sind, liefert Kalium höhere Ausbeuten als Cäsium. Da außerdem Kalium einfacher handzuhaben ist, ist es als Umladungstarget dem Cäsium vorzuziehen. Fig. 29 läßt erwarten, daß bei Verwendung eines Kaliumdampftargets und Protonenenergien von 2 bis 3 keV Umladungswahrscheinlichkeiten zwischen 10% und 3% erreicht werden können, was einer Steigerung um einen Faktor zwischen

7 und 2 gegenüber einer Stickstoffumladung bei $E_p = 15$ keV bedeutet (gestrichelte Kurve in Fig. 29).

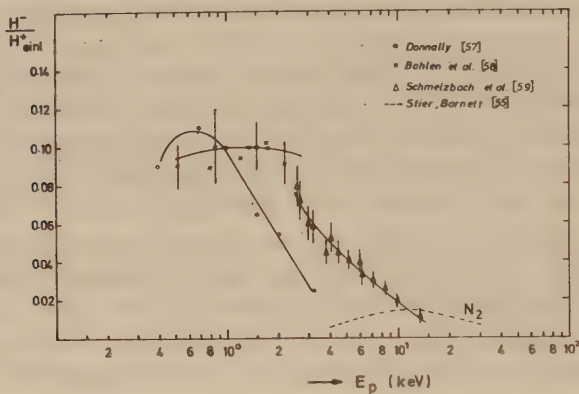


Fig. 29 Umladungswahrscheinlichkeiten von Protonen zu H^- -Ionen in Kaliumdampf.

2. Aufbau des Alkaliumladers

Fig. 30 zeigt den experimentellen Aufbau des Alkaliumladers. Aus einem Vorratsgefäß wird Kalium in den Umladekanal (Durchmesser $d=1$ cm; Länge $l=7$ cm) eingedampft. Topf und Kanal werden unabhängig voneinander durch Thermokoax-Heizleiter⁺ geheizt, die Temperatur wird über Thermoelemente kontrolliert. Über der Umladungsstrecke erzeugen zwei Helmholtzspulen ein starkes Magnetfeld. Bei 100 A Erregerstrom in den ölgekühlten Kupferrohren (4×0.5 mm) wird auf der Achse eine Magnetfeldstärke bis zu 2 kOe erreicht. Um die Isolatoren der Ionenoptik in der Umladungskammer vor Bedampfung zu schützen, tragen die Spulenkörper Blendenaufsätze, in denen ca. 70% der verdampften Kaliummenge kondensiert.

⁺Philips Industrie-Elektronik, Hamburg

Damit die Blendenöffnungen ($d_1=1\text{cm } \phi$) nicht zudampfen, können sie gesondert geheizt werden. Die Gesamtlänge von Blende zu Blende beträgt $l_1=12\text{ cm}$. Der Umlader ist nach allen Seiten justierbar an einem Trägerflansch aufgehängt.

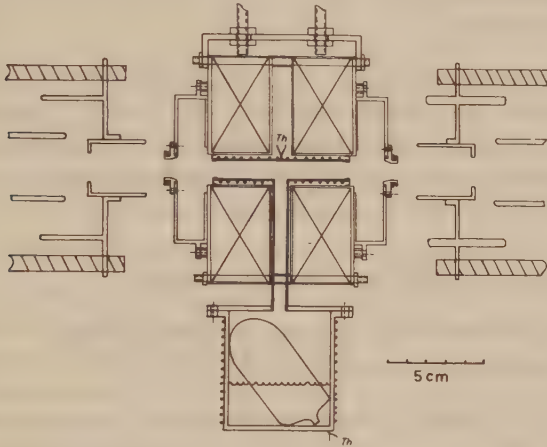


Fig. 30 Aufbau des Alkaliumladers

Die Wahl der Abmessungen stellt einen Kompromiß dar. Die optimale Targetdicke $p \cdot l = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Torr cm}$ ist bekannt [58]. Um den Kaliumverbrauch möglichst niedrig zu halten, ist der Leitwert L des Gaskanals möglichst klein zu wählen. Andererseits wird damit aber der Phasenraum des Ionenstrahls beschnitten. Für den elliptisch begrenzten Phasenraum des Protonenstrahls ist die Akzeptanz ϵ des Umladers gegeben durch

$$\epsilon = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{d_1^2}{l_1} \cdot (2 m E)^{1/2}$$

Bei einer Umladeenergie $E = 2.5 \text{ keV}$ beträgt die Akzeptanz $\epsilon = 3.3 \text{ cm} \cdot \text{rad} \cdot (2m \text{ eV})^{1/2}$ und ist damit etwa doppelt so groß wie die des Tandembeschleunigers.

Aus dem Leitwert L des Umladekanals [60]

$$L = 2 \cdot 12,2 \cdot \gamma \frac{d^3}{l^{1/2}} \cdot 0,313 \cdot \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (1/\text{sec})$$

γ = 0.84 Clausingsfaktor

T = absolute Temperatur

M = Molekulargewicht

kann man über die Beziehungen $Q = L \cdot \Delta p \cdot L \cdot p$ und $p \cdot l = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Torr cm}$ einen voraussichtlichen Kaliumverbrauch von 3.6 g/Tag abschätzen. Das Experiment ergab den günstigeren Wert von 2.5 g/Tag . Eine übliche Ofenfüllung bestehend aus zwei Ampullen vakuumstillierten Kaliums reicht damit für eine 10-tägige Strahlzeit.

3. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

3.1 Experimente unabhängig vom Tandembeschleuniger

3.1.1 Optimale Dicke des Kaliumumladungstargets

Bei den ersten Umladungsversuchen befand sich das Kaliumdampf-target auf Erdpotential, der Ionisierer auf positivem Potential zwischen 2 und 3 kV. Eine magnetische 23° Ablenkung diente zur Analyse des auslaufenden Strahls. Fig. 31 zeigt die Ladungsverteilung in einem 3 keV Strahl als Funktion der Targetdicke. Die geladenen Strahlenanteile wurden gemessen, die neutrale Komponente als dritter Anteil berechnet.

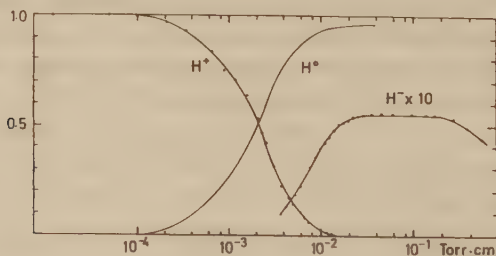


Fig. 31 Ladungsanteile in Abhängigkeit von der Targetdicke nach der Umladung eines 3 keV Protonenstrahls in Kaliumdampf.

In guter Übereinstimmung mit Bohlen et al. [58] wird bei einer Targetdicke von etwa $2 \cdot 10^{-2}$ Torr cm ($\cong 0.04 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$) der H^- -Sättigungswert erreicht. Den restlichen Strahlenanteil bildet bei dieser Targetdicke die neutrale Komponente. Die Umladungswahrscheinlichkeit von Protonen in H^- -Ionen wurde aus

$$W = \frac{\int \frac{I^-(B)}{B} \text{ dB}}{\int \frac{I^+(B)}{B} \text{ dB}}$$

$I^+(B)$ = Stromstärke in Abhängigkeit vom Magnetfeld

bei einer Protonenenergie $E = 2 \text{ keV}$ zu 8%, bei $E = 3 \text{ keV}$ zu 5.5% bestimmt. Bei 2 keV Umladeenergie beträgt der analysierte polarisierte Protonenstrom maximal 120 nA (3 keV : 130 nA); am Quellenausgang sind daher H^- -Ströme von 10 nA erreichbar, was eine Steigerung um einen Faktor 3 gegenüber der Umladung in Stickstoff bedeutet.

Da die Umladungswahrscheinlichkeit bei $E = 2 \text{ keV}$ in Kalium rund 6 mal so groß ist wie die maximale Umladungswahrscheinlichkeit in Stickstoff, die erreichbaren H^- -Ströme sich aber nur um einen Faktor 3 unterscheiden, bedeutet das, daß die Transmission der Ionenoptik zwischen Ionisierer und Umlader (einschl.) für einen 2 keV Strahl um einen Faktor 2 kleiner als für einen 15 keV Strahl. Der Abstand Ionisierer- Umlader (ca. 50 cm) sollte daher verkleinert werden. Die gleichzeitige Verringerung der Anzahl der ionenoptischen Parameter (jetzt 14 elektrostatische Linsen) würde außerdem die Bestimmung der Umladungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie erleichtern.

3.2 Experimente im Zusammenhang mit dem Tandembeschleuniger

3.2.1 Trennung der beiden H^- Komponenten

Zur Erzeugung einer höheren Einschußenergie der H^- Ionen in den Tandembeschleuniger werden die Potentiale von Ionisierer und Umlader gemeinsam um (etwa) $U = 17 \text{ keV}$ abgesenkt.

H^- Ionen, die durch Umladung aus polarisierten Protonen ($E = 2 \text{ keV}$) entstehen, erhalten dadurch eine Einschüßenergie von 19 keV . Durch Restgasionisation enthält der positive Strahl aus dem Ionisierer auch H_2^+ Ionen, die beim Umladungsprozess dissoziieren und H^- Ionen ohne Kernpolarisation mit einer Energie $e U + 1/2 E = 18 \text{ keV}$ liefern.

Die Dispersion des 23° Magneten reicht aus, um die beiden H^- Komponenten soweit zu trennen, daß jeweils nur eine vom Beschleuniger akzeptiert wird. Fig. 32 zeigt den Strom am Target in Abhängigkeit vom Magnetfeld des 23° Magneten. Schon der Verlauf der beiden Stromkurven für "6 Pol ein" und "6 Pol aus" läßt erwarten, daß im niederenergetischen Peak fast keine Polarisation vorhanden ist. Die Messung von P · A (über $^{12}\text{C} (p, p_0) ^{12}\text{C}$ bei $E_p = 7.4 \text{ MeV}$ und $\theta_{\text{lab}} = 130^\circ$) für beide H^- Komponenten bestätigt dies vollauf. (gestrichelte Kurve in Fig. 32).

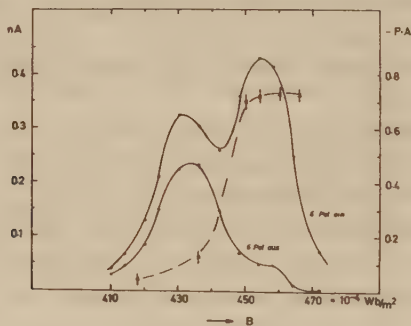


Fig. 32 Targetstrom und relative Strahlpolarisation (gestrichelt) in Abhängigkeit vom Feld des 23° Magneten.

Die prinzipielle Möglichkeit der Trennung reicht jedoch in der Praxis für Experimente mit dem polarisierten Strahl nicht aus. Bei Hochspannungsschwankungen an der Quelle und beim Optimalisieren der Einschüßionenoptik in den Beschleuniger kann durch die

unpolarisierte H^- Komponente jedes Polarisationsexperiment verfälscht werden. Die einfachste Möglichkeit, den niederenergetischen H^- Anteil zu unterdrücken, besteht darin, eine elektrostatische Linse gleich nach dem Umlader als Potentialschwelle zur Diskriminierung der beiden Komponenten zu benutzen. Fig. 33 zeigt, daß die vollständige Unterdrückung der unpolarisierten Komponente möglich ist. Die im Vergleich zu Fig. 32 kleineren $P \cdot A$ Werte erklären sich aus dem schlechteren "6 Pol ein / 6 Pol aus" Verhältnis bei dieser Messung (andere Strahlzeit!). Die größere Halbwertsbreite läßt auf eine nicht optimale Ionenoptik hinter dem Umlader schließen.

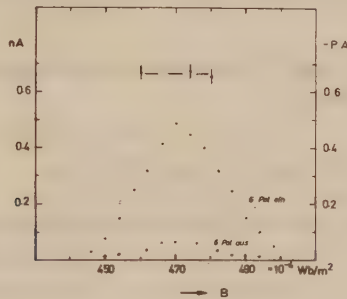


Fig. 33 Targetstrom und relative Strahlpolarisation (gestrichelt) in Abhängigkeit vom Feld des 23^{O} Magneten bei ionenoptischer Diskriminierung der unpolarisierten H^- Komponente.

3.2.2 Targetstrom und Dicke des Kaliumumladungstargets

In Fig. 34 ist der Targetstrom in Abhängigkeit von der Dicke des Umladungstargets aufgetragen. Der Strom in der Streukammer wächst bis zu einer Dicke von $2 \cdot 10^{-2}$ Torr. cm und fällt dann wegen wachsender Aufstreuung steil ab. Der Vergleich mit Fig. 31 zeigt, daß Akzeptanzverluste des Beschleunigers durch Aufstreuung erst wesentlich werden, nachdem mit $2 \cdot 10^{-2}$ Torr. cm praktisch die optimale Targetdicke für die H^- Ausbeute erreicht ist. Bei dem in Fig. 31 benutzten großflächigen Faradaybecher

kommt es erst bei weit größeren Targetdicken zu Stromverlusten durch Aufstreuung des Strahls.

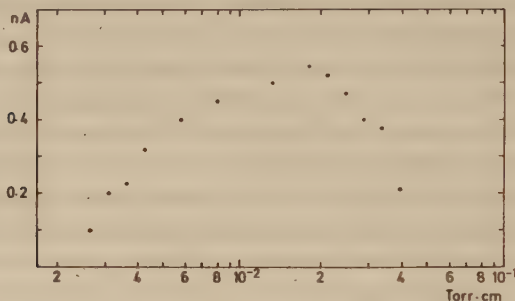


Fig. 34 Targetstrom in der Streukammer in Abhängigkeit von der "Dicke" des Kaliumdampfes.

3.2.3 Polarisationserhaltung bei der Umladung

Bei der Umladung polarisierter Protonen in Gastargets ist die Erhaltung der Polarisation von einem magnetischen Führungsfeld über der Umladungsstrecke abhängig. Der Effekt kann quantitativ verstanden werden [61] .

Die Umladung von Protonen zu H^- Ionen (und umgekehrt) verläuft fast immer über ein neutrales H Atom mit Lebensdauer t als Zwischenzustand. Beim Einfang unpolarisierter Elektronen durch vollständig polarisierte Protonen $|\uparrow\rangle$ werden die H Atomzustände $|1\rangle$ bis $|4\rangle$ (vergleiche Fig. 4, S. 6) mit den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten $W_{\uparrow i}$, mit denen der Protonenzustand $|\uparrow\rangle$ in ihnen vorliegt, bevölkert.

Wird das zweite Elektron nach einer Zeit t angelagert, die klein ist im Vergleich zur Larmorperiode T_L des Kernmoments im Hüllengebiet $T_L = \frac{\hbar}{\Delta E} = 7.05 \cdot 10^{-10}$ sec (ΔE = Hyperfeinstrukturaufspaltung), so bleibt die Polarisation erhalten, da alle Zustände praktisch noch unverändert vorliegen. Das ist der Fall bei der Umladung in Folien ($t \approx 10^{-14}$ Sec).

Bei der Umladung in Gastargets ist jedoch $t > T_L$ ($t \approx 10^{-8}$ sec). Wegen der statistischen Verteilung der Lebensdauer t ist für die Zustände $|2\rangle$ und $|4\rangle$ daher nur eine mittlere Polarisation P_i angebar, die von den Entwicklungskoeffizienten a und b des Zustandes nach Starkfeldzuständen abhängt. Für die Strahlpolarisation P_1 nach einem einmaligen Zweistufenprozeß $H^+ \rightarrow H^0 \rightarrow H^-$ (oder umgekehrt) gilt also:

$$P_1 = \frac{\sum_i W_{\uparrow i} \cdot P_i}{\sum_i W_{\uparrow i}} = 1/2 (1 + (a^2 - b^2)^2)$$

dabei ist: $a^2 + b^2 = 1$; $b^2 = (((1+x)^2)^{1/2} - x)^2 + 1)^{-1}$; $x = \frac{H}{507 \text{ Oe}}$

schwaches Feld: $\frac{H}{507 \text{ Oe}} \ll 1$: $P_1 \approx 1/2$

starkes Feld: $\frac{H}{507 \text{ Oe}} \gg 1$: $P_1 \approx 1$

Die Erweiterung der Theorie auf Mehrfachumladungen [20] unter der vereinfachenden Annahme einheitlicher Umladungsquerschnitte σ_i , $f = \sigma$ ergibt für die Strahlpolarisation P nach der Umladung in einem Gastarget

$$P = P_0 \cdot \frac{\cosh(N\sigma l \cdot \sqrt{P_1}) - 1}{\cosh(N\sigma l) - 1}$$

mit

P_0 = Anfangspolarisation

N = Anzahldichte im Umladungstarget

l = Umladestrecke

In Fig. 35 ist die gemessene Strahlpolarisation P in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke über dem Umladungstarget aufgetragen. Die ausgezogene Kurve ist nach obiger Gleichung mit P_0 und $d = N\sigma l$ als Parameter angepaßt. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Bei der maximal erreichten Magnetfeldstärke von 2 kOe wird die Strahlpolarisation P_0 bei der Umladung im Kaliumdampftarget um einen Faktor $c_4 = 0.96 \pm 0.02$ reduziert.

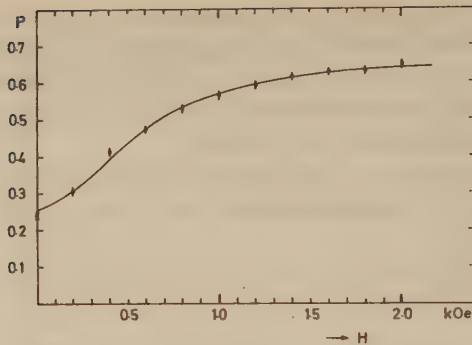


Fig. 35 Strahlpolarisation in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke über dem Kaliumumladungstarget.

3.2.4 P^2 · I Wert des hochenergetischen polarisierten Protonenstrahls

Der theoretisch erreichbare Polarisationsgrad $P = 1$ wird durch folgende Faktoren vermindert:

- 1) Die Umbesetzungswahrscheinlichkeit des HF Übergangs beträgt $c_1 = 0.94 \pm 0.05$ [19]
- 2) Der Beitrag aus Restgasionisation und eventl. unvollständiger Trennung der beiden Stern-Gerlach-Komponenten kann mit guter Näherung durch das Verhältnis

$$c_2 = \frac{I(6 \text{ Pol ein}) - I(6 \text{ Pol aus})}{I(6 \text{ Pol ein})}$$

aus Fig. 32 zu $c_2 = 0.88$ abgeschätzt werden. (c_2 ist stark vom Restgasdruck im Ionisationsraum abhängig!)

- 3) Das nicht ideal starke Magnetfeld am Ionisationsort liefert $c_3 = 0.98$ [21]
- 4) Die Umladung im Kaliumdampftarget trägt mit $c_4 = 0.96 \pm 0.02$ zur Depolarisation bei.

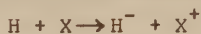
Der Polarisationsgrad $P_{\text{theor.}} = 1 \cdot c_1 \cdot c_2 \cdot c_3 \cdot c_4 = 0.78 \pm 0.04$ stimmt gut mit dem experimentellen Wert $P_{\text{exp}} = 0.72 \pm 0.05$ überein, der aus $P \cdot A = - (0.72 \pm 0.03)$ (Fig.32) mit $A = - (1.0 \pm 0.05)$ [28] folgt.

Mit Kaliumdampf als Umladungstarget wurden (durch eine $1.7 \text{ mm} \times 6.5 \text{ mm}$ Blende) polarisierte Protonenströme am Target von 1.25 nA gemessen. Für den hochenergetischen polarisierten Protonenstrahl des Erlanger Tandembeschleunigers kann daher der Wert $P^2 I = 0.65 \text{ nA}$ angegeben werden.

4. Anhang: Ansätze zur theoretischen Beschreibung des Umladungsprozesses

Bei Umladungsenergien $E < 20$ keV stellt unabhängig vom Targetmaterial die neutrale H Atom-Komponente den größten Anteil in der Gleichgewichtsverteilung eines auslaufenden Strahls.

Um einen hohen H^- Anteil zu erhalten, muß man daher das Targetatom X so wählen, daß die Ladungsaustauschreaktion



einen Resonanzprozeß darstellt, d.h. die innere Energie des Systems $H + X$ mit der des Systems $H^- + X^+$ entartet ist. Die innere Energie der geladenen Endprodukte enthält jedoch neben der Bindungsenergie $E_p = 0.75$ eV des Elektrons in H^- und der Ionisationsenergie von X noch einen großen Beitrag, der von der Coulombwechselwirkung herrührt. Der Potentialverlauf von $H^- + X$ wird daher, als Funktion des Kernabstandes R betrachtet, um einige eV abfallen, wenn R von großen Werten auf solche der Größenordnung 10^{-8} cm abnimmt. Durch die Wahl eines geeigneten Stoßpartners X, der eine kleine Ionisationsenergie besitzt (Alkaliatome) wird die Potentialkurve für $H^- + X^+$ um wenige eV angehoben und entartet bei einem Kernabstand $R_x \cdot a_0$ ($a_0 = 1$. Bohrscher Radius) mit der Potentialkurve für das System $H + X$. Durch höhere Wechselwirkungen wird jedoch ein echter Schnittpunkt verhindert; man spricht von "pseudocrossing" (Fig. 36).

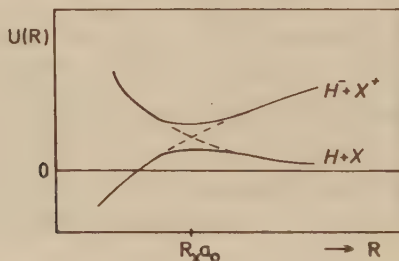


Fig. 36 Hypothetische Potentialkurven für den Prozeß $H + X \rightarrow H^- + X^+$

Wenn die Relativgeschwindigkeit v beim Stoß endlich ist, existiert jedoch eine gewisse Wahrscheinlichkeit P , daß beim Durchgang durch $R_x \cdot a_0$ ein Übergang von einer Potentialkurve zur anderen stattfindet. Da $R_x \cdot a_0$ zweimal passiert wird, gilt für die Wahrscheinlichkeit W , daß der Anfangszustand $H + X$ in den Endzustand $H^- + X^+$ übergeht:

$$W = 2 P (1 - P)$$

Für den Wirkungsquerschnitt des Umladungsprozesses kann näherungsweise geschrieben werden

$$Q = g W \pi (R_x \cdot a_0)^2 ,$$

wobei g einen statistischen Gewichtungsfaktor bedeutet.

Nach Landau [62] und Zener [63] gilt:

$$P = \exp (-u)$$

$$u = \frac{\frac{2\pi}{\hbar} \cdot k_{nm}^2}{v \cdot (k_{nn}^2 - k_{mm}^2)} ,$$

wobei die Wechselwirkungsmatrixelemente gegeben sind durch

$$k_{mn} = \langle \phi_m | H | \phi_n \rangle .$$

H stellt den Hamiltonoperator dar; ϕ_m und ϕ_n sind orthogonale Linearkombinationen der Wellenfunktionen Ψ_m und Ψ_n , die Anfangszustand und Endzustand beschreiben.

Unter vereinfachenden Annahmen setzen Bates und Massey [64] für den Übergang zwischen 2 Potentialkurven näherungsweise an:

$$u = 2.5 \cdot 10^2 \cdot \frac{M^{1/2} (\Delta U(R_x a_0))^2}{E^{1/2} (\Delta U(\infty))^2}$$

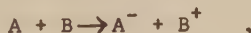
wobei

M = Massenzahl des einfallenden Teilchens

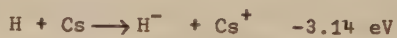
E = Energie in eV

U = Abstand der beiden Potentialkurven

Auf Grund bekannter Abschätzungen über $\Delta U(R_x a_0)$ vermuten sie, daß ein Prozeß



der zwischen 1 und 3 eV endotherm ist, einen großen Wirkungsquerschnitt aufweist. Das ist tatsächlich bei den Umladungsprozessen



der Fall. Wegen der wachsenden Wahrscheinlichkeit einer zu starken Wechselwirkung gilt das nicht für Prozesse, die sehr viel stärker endotherm sind.

Herrn Prof. Dr. R. Fleischmann bin ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seinem Institut durchzuführen und sein förderndes Interesse zu Dank verpflichtet.

Herrn Priv. Doz. Dr. G. Clausnitzer danke ich für die sorgfältige Anleitung und die vielen wertvollen Anregungen und Diskussionen.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe "Polarisierte Teilchen" bin ich für ihre uneigennützte Hilfsbereitschaft verbunden.

Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung danke ich für bereitgestellte Mittel.

Literaturverzeichnis

- [1] S.S. Hanna: Capture reactions
Proc. of the summer study group on the physics of the
Emperor Tandem van de Graaff region.
21.6.-16.7.1965 BNL 948 (C-46) Vol. II 763
- [2] J.K. Bair, J.D. Kington, H.B. Willard, Phys. Rev. 100 (1955) 21
- [3] J.A. Becker, J.D. Fox, N.P. 42 (1963) 669
- [4] D.S. Gemmell, A.H. Morton, E.W. Titterton, N.P. 10 (1959) 33
- [5] H.E. Gove, A.E. Litherland, R. Batchelor, N.P. 26 (1961) 480
- [6] N.W. Reay, N.M. Hintz, L.L. Lee, N.P. 44 (1963) 338
- [7] R.G. Allas; S.S. Hanna, Luise Meyer-Schützenmeister, R.E. Segel
N.P. 58 (1964) 122
- [8] L. Feldmann, B.B. Baliga, M. Nessin, Phys. Rev. 157 (1967) 921
- [9] F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen, N.P. A 114 (1968) 1
- [10] G.W. Tautfest, S. Rubin, Phys. Rev. 103 (1956) 196
- [11] G.D. Symons, P.B. Treacy, N.P. 46 (1963) 93
- [12] R.E. Segel, S.S. Hanna, R.G. Allas, Phys. Rev. 139 (1965) B 818
- [13] K. Kimura et al., J. Phys. Soc. Japan 17 (1962) 9
- [14] J. Kokame, J. Phys. Soc. Japan 16 (1961) 2101
- [15] G. Clausnitzer, R. Fleischmann, H. Schopper,
Z. Phys. 144 (1956) 336
- [16] A. Abragham, J.M. Winter, Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 374
- [17] E. Salzborn, Diplomarbeit Erlangen 1965, unveröffentlicht
- [18] W. Dürr, Diplomarbeit Erlangen 1965, unveröffentlicht
- [19] H. Nahr, Diplomarbeit Erlangen 1966, unveröffentlicht
- [20] G. Graw, Dissertation Erlangen 1968
- [21] W. Hammon, Diplomarbeit Erlangen 1968, unveröffentlicht
- [22] W. Kretschmer, Diplomarbeit Erlangen 1968, unveröffentlicht
- [23] G. Clausnitzer et al., Proc. of the 2nd. Int. Symp. on Pol.
Phenomena of Nucleons, 6.-10. Sept. 1965 Karlsruhe

- [24] G. Clausnitzer et al., Verhandl. DPG (VI) 1, 60 (1966)
- [25] G. Clausnitzer, Symposium on Recent Progress in Nuclear Physics with Tandems, 18.-21. Jule 1966 Heidelberg
- [26] G. Clausnitzer et al., Verhandl. DPG (VI) 2, 386 (1967)
- [27] H. Wilsch, Dissertation Erlangen 1968
- [28] G. Hartmann, Dissertation Erlangen 1968
- [29] K. Kilian, Diplomarbeit Erlangen 1966, unveröffentlicht
- [30] W. Schlick, Diplomarbeit Erlangen 1967, unveröffentlicht
- [31] J.R. Erskine, D.S. Gemmell, Nucl. Instr. and Meth. 24 (1963) 397
- [32] M.L. Goldberger, K.M. Watson, Collision Theory, J. Wiley & Sons
- [33] S.R. Salisbury, G. Hardie, L. Opplinger, R. Dangle
Phys. Rev. 126 (1962) 2143
- [34] W. Whaling, Hdb. d. Phys. 34 (1952) 193
- [35] U. Tschirwitz, Diplomarbeit Erlangen 1967, unveröffentlicht
- [36] M. Goldhaber, E. Teller, Phys. Rev. 74 (1948) 1046
- [37] H. Steinwedel, J. Jensen, Z. Naturforsch. 59 (1950) 413
- [38] M. Danos, W. Greiner, C.B. Kohr, Phys. Rev. 138 (1965) B 1055
M. Danos, W. Greiner, Phys. Rev. 134 (1964) B 284
Phys. Letters 8 (1964) 113
- [39] J. Tourneux, Kgl. Danske Videnskab. Selskab.
Mat.-fys. Medd. 34 (1965) 11
Phys. Letters 13 (1964) 325
- [40] N. Vinh-Mau, G.E. Brown, N.P. 29 (1962) 89
- [41] A. Goswami, M.K. Pal, N.P. 44 (1963) 294
- [42] V. Gillet, N.P. 51 (1964) 410
- [43] V. Gillet, N. Vinh-Mau, N.P. 54 (1964) 321
- [44] F. Catara, M. Di Toro, O. Stazi, N.P. A111 (1968) 577
- [45] U. Harms, Z. Naturforsch. 23a (1968) 453
- [46] A. Goswami, M.K. Pal, N.P. 35 (1962) 544
- [47] J.M. Blatt, C.L. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258

- [48] A.M. Baldin, W.I. Goldanskij, I.L. Rosenthal
Kinematik der Kernreaktionen, Akademie Verlag Berlin 1963
- [49] L.A. Radicati, Phys. Rev. 87 (1952) 521
- [50] R.H. Lemmer, C.M. Shakin, Ann. Phys. (N.Y.) 27 (1964) 13
- [51] W. Ebenhöh, W. Glöckle, J. Hüfner, H.A. Weidenmüller,
Z. Phys. 202 (1967) 301
- [52] J.A. Phillips, Phys. Rev. 97 (1954) 404
- [53] G. Schulze-Weckert, Diplomarbeit Erlangen 1967, unveröffentlicht
- [54] W. Gruebler, W. Haeberli, P. Schwandt,
Phys. Rev. Lett 12 (1964) 595
- [55] P.M. Stier, C.F. Barnett, Phys. Rev. 103 (1956) 896
- [56] B.L. Donnally, Proc. of the 2nd Int. Symposium on Polarization
Phenomena of Nucleons, Birkhäuser-Verlag, Basel (1966) S. 71
- [57] B.L. Donnally; private Mitteilung
B.L. Donnally, R. Becker, Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 29
- [58] H. Bohlen, G. Clausnitzer, H. Wilsch, Z. Phys. 208 (1968) 159
- [59] P.A. Schmelzbach, W. Gruebler, V. König, P. Marmier,
Helv. phys. Acta 41 (1968) 310
- [60] Vakuumtechnische Berechnungsgrundlagen, W.C. Hereaus GmbH
- [61] G. Clausnitzer, W. Dürr, R. Fleischmann, G. Graw, E. Salzborn
J. Witte, Phys. Lett. 25 B (1967) 267
- [62] L. Landau, Z. Phys. Sowjet, 2 (1932) 46
- [63] C. Zener, Proc. Roy. Soc. A, 137 (1932) 696
- [64] D.R. Bates, H.S.W. Massey, Phil. Mag. 45 (1954) 111

Lebenslauf

Erhard Salzborn

geb. am: 19. Dez. 1939
in Wigstadt1/ CSR
Eltern: Landwirt Erhard Salzborn und seine
Ehefrau Stefanie Salzborn, geb. Fritsch
Familienstand: verheiratet mit Renate Salzborn,
geb. Dümler seit 14.4.1967
Schulen: 1946-1950 Volksschule in Ottobeuren
1950-1959 Oberrealschule in Memmingen
Studium: 1959-1965 Studium der Physik an der
Universität Erlangen-Nürnberg
Prüfungen: 2.5.1962 Diplom-Vorprüfung für Physiker
29.7.1965 Diplom-Hauptprüfung für Physiker
Stellungen: 1.8.1965-31.12.1967 wiss. Hilfskraft
1.1.1968-31.6.1968 Verwalter der Dienst-
geschäfte eines wiss. Assistenten
ab 1.7.1968 wiss. Mitarbeiter am
I. Physikalischen Institut der Universität
Erlangen-Nürnberg.

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hegl, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hög, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
